



TITLE:

# 超高周波モード伝送回路の研究( Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

山本, 和紀

---

CITATION:

山本, 和紀. 超高周波モード伝送回路の研究. 京都大学, 1982, 工学博士

ISSUE DATE:

1982-05-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r4716>

RIGHT:

# 超高周波多モード伝送回路の研究

昭和56年11月

山 本 和 紀

# 超高周波多モード伝送回路の研究

昭和 56 年 11 月

山 本 和 紀

DOC
1981
29
電気系

# 目

# 次

1. 緒 言 .....	1
2. 多モード方形導波管回路 .....	3
2.1 多モード方形導波管における不連続 .....	3
2.1.1 まえがき .....	3
2.1.2 多モード方形導波管におかれた導体窓の等価回路 .....	4
2.1.3 入射モードのみに注目した等価回路定数解析 .....	11
2.1.4 モード変換を考慮した等価回路定数解析 .....	14
2.1.5 ま と め .....	17
2.2 多モード方形導波管における帯域通過フィルタ .....	18
2.2.1 まえがき .....	18
2.2.2 各種モードに対する帯域通過フィルタの周波数特性解析 .....	19
2.2.3 ミリ波帯域通過フィルタの周波数特性測定 .....	21
2.2.4 理論値と実験値の相違に対する考察 .....	26
2.2.5 高い帯域外周波数で阻止特性をもつ帯域通過フィルタの設計法 .....	28
2.2.6 高い阻止帯域の特性に対する検討 .....	31
2.2.7 多モード領域に阻止特性をもつ帯域通過フィルタの設計法 .....	34
2.2.8 ま と め .....	36
2.3 多モード方形導波管における低域通過フィルタ .....	36
2.3.1 まえがき .....	36
2.3.2 各種モードに対するコルゲート形フィルタの周波数特性解析 .....	37
2.3.3 コルゲート形フィルタの周波数特性の測定結果 .....	40
2.3.4 コルゲート形フィルタの高次モード特性改善に対する考察 .....	43
2.3.5 各種モードに対するワッフルアイアン形フィルタの周波数特性測定結果 .....	46
2.3.6 ま と め .....	48
2.4 多モード方形導波管回路の測定部品 .....	48
2.4.1 まえがき .....	48



2.4.2	モード励振器の原理と構造	49
2.4.3	モード励振器の特性の測定	51
2.4.4	モードフィルタの原理と構造	55
2.4.5	モードフィルタの特性の測定	57
2.4.6	ま と め	59
2.5	ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉抑圧法への応用	59
2.5.1	まえがき	59
2.5.2	ミリ波固体電子回路におけるスプリアス発生受信特性	60
2.5.3	スプリアス干渉経路と干渉量	65
2.5.4	方形導波管フィルタによるスプリアス干渉抑圧の効果	69
2.5.5	ま と め	72
3.	多モード低損失伝送線路	73
3.1	気体線路	73
3.1.1	まえがき	73
3.1.2	気体線路の基本的発想	75
3.1.3	基本モード伝送特性の解析	76
3.1.4	基本モード伝送特性の数値計算結果	79
3.1.5	気体線路の伝送実験	83
3.1.6	ま と め	86
3.2	気体線路の低損失モード	87
3.2.1	まえがき	87
3.2.2	気体線路のTE <sub>0n</sub> モードの解析	87
3.2.3	TE <sub>0n</sub> モード伝送特性の数値計算結果	88
3.2.4	低損失モード存在条件に対する考察	92
3.2.5	気体の誘電損失の影響	96
3.2.6	ま と め	98
3.3	開放形導波管の計算機解析	98
3.3.1	まえがき	98
3.3.2	解析手法	99

3.3.3	計算結果	102
3.3.4	一般的形状の Groove Guide	105
3.3.5	TM 波への適用	107
3.3.6	まとめ	107
4.	結 言	109
	謝 辞	110
	付 録	111
A 2.1.1	方形導波管における各種伝送モード	111
A 2.1.2	式 (2.1.13) が変分表現式となる証明	112
A 2.1.3	式 (2.1.18) が変分表現式となる証明	113
A 2.1.4	式 (2.1.30) の導出	115
A 2.1.5	$S_{[mo][mo]}$ , $S_{[on][on]}$ , $S_{[mn][mn]}$ に対する式	117
A 2.1.6	$G_1, G_2, G_3, G_4, g_{[1]}^{(11)}, g_{(11)}^{(11)}, g_{(11)}^{(11)}$ に対する式	118
A 2.2.1	$TE_{10}$ と $TE_{30}$ 伝搬域での対称な誘導性窓の S マトリクス	118
A 3.1.1	気体の誘電体特性	119
A 3.1.2	式 (3.1.7) の導出	120
A 3.2.1	TEon モードの特性方程式	123
A 3.3.1	固有関数展開による解析	124
	文 献	127

## 本論文で用いる記号の説明

2.1 節に関する記号	
$a$	方形導波管断面の横幅
$b$	方形導波管断面の高さ
$d$	誘導性窓の開き幅
$x_1, x_2$	窓の開口部の位置
$S_a$	窓の開口部
$S_b$	窓の導体部
$a_\alpha$	$\alpha$ モードの入射波の振幅, ( $\alpha = 1, 2, \dots, N$ )
$b_\alpha$	$\alpha$ モードの反射波の振幅
$N$	方形導波管の伝搬モードの数
$(a)$	入射波ベクトル ( $2N$ )
$(b)$	反射波ベクトル ( $2N$ )
$(S)$	S マトリクス ( $2N \times 2N$ )
$(S_s)$	対称 S マトリクス ( $N \times N$ )
$(E)$	単位マトリクス ( $N \times N$ )
$S_{\alpha\alpha'}$	マトリクスの要素
$E_t$	導波管内の横方向電界
$H_t$	導波管内の横方向磁界
$\epsilon_\alpha$	$\alpha$ モード単位電界入力時の窓の電界
$\epsilon_x$	$\epsilon$ の $x$ 方向成分
$\epsilon_y$	$\epsilon$ の $y$ 方向成分
$e_\alpha$	$\alpha$ モードの電界のモード関数
$h_\alpha$	$\alpha$ モードの磁界のモード関数
$R_{\alpha'}^\alpha$	$\alpha$ モードの単位電界入力に対する $\alpha'$ モードの反射係数
$T_{\alpha'}^\alpha$	$\alpha$ モードの単位電界入力に対する $\alpha'$ モードの透過係数
$Y_\alpha$	$\alpha$ モードの特性アドミタンス
$\tau_\alpha$	$\alpha$ モードの伝搬定数

$a_x, a_y, a_z$	$x, y, z$ 方向の単位ベクトル
$(mn)$	TM <sub>mn</sub> モードを表わすサフィクス
$[mn]$	TE <sub>mn</sub> モードを表わすサフィクス
$\delta_{mn}$	クロネッカのデルタ ( $\delta_{mn} = 1, m=n; \delta_{mn} = 0, m \neq n$ )
$\epsilon_m$	ノイマンの定数 ( $\epsilon_m = 1, m=0; \epsilon_m = 2, m \neq 0$ )
$\omega$	角周波数
$\epsilon$	媒質の誘電率
$\mu$	媒質の透磁率
$k_0$	自由空間波数
$f(x), g(x)$	変分法の計算で導入する近似関数
$\alpha_1, \alpha_2$	$\theta - x$ の変換係数
$\hat{e}_t$	基底関数系 ( $t=1, 2, \dots, M$ )
$y_\alpha$	$\alpha$ モード入力に対する窓のアドミタンス
$A_{(mn)}, B_{(mn)}$	TMモードの電界のモード関数の係数
$A_{[mn]}, B_{[mn]}$	TEモードの電界のモード関数の係数
$Q_{mn}$	(A. 2.1.13) で与えられる定数
$\xi_{mn}$	(A. 2.1.11) で与えられる定数
$C_{\alpha t}, C_{\beta t}$	定数
$g_\alpha^t$	$\hat{e}_t$ と $e_\alpha$ の $S_\alpha$ 上の内積

## 2.2 節に関する記号

$(S)$	S マトリクス ( $2N \times 2N$ )
$(S_l)$	線路の S マトリクス ( $N \times N$ )
$(E)$	単位マトリクス ( $N \times N$ )
$N$	伝搬モードの数
$Q_u$	無負荷 $Q$
$Q_L$	負荷 $Q$
$L$	通過損失
$r$	伝搬定数

$\alpha$	減衰定数
$\beta$	位相定数
$\ell$	線路長
$a$	方形導波管断面の横幅
$b$	方形導波管断面の高さ
$d$	誘導性窓の開き幅
$\lambda_0$	自由空間波長
$\lambda_g$	管内波長
$Y_{[10]}$	TE <sub>10</sub> モードに対する窓のアドミタンス
$\alpha_2$	式 ( 2.2.6 ) で与えられる定数

2.5 節に関する記号	
$f_{LO}$	局発周波数
$f_{out}$	出力周波数
$f_{IF}$	I F 周波数
$f_s$	受信入力周波数
$f_{in}$	受信可能周波数
$k$	通倍次数
$n, \ell, m$	整数

3.1 節, 3.2 節に関する記号	
$a$	誘電体パイプの内半径
$b$	誘電体パイプの外半径
$\epsilon_1$	パイプの内側の気体の比誘電率
$\epsilon_2$	パイプの比誘電率
$\epsilon_3$	パイプの外側の気体の比誘電率
$\tan \delta_2$	パイプの損失正接
$r, \phi, z$	円筒座標系の記号
$\epsilon_0$	真空の誘電率

$\mu_0$	真空の透磁率
$k_0$	自由空間波数
$\omega$	角周波数
$\lambda_0$	自由空間波長
$\lambda_c$	カットオフ波長
$\beta$	伝搬定数
$\kappa, \sigma, \tau$	( 3.1.6 ) で与えられる定数
$E_r, E_\phi, E_z$	電界の $r, \phi, z$ 方向成分
$H_r, H_\phi, H_z$	磁界の $r, \phi, z$ 方向成分
$A, B, C, D$	定数
$S, T, U, V$	
$J_0, J_1$	ベッセル関数
$N_0, N_1$	ノイマン関数
$I_0, I_1$	変形ベッセル関数
$K_0, K_1$	
$W$	単位長当りの損失
$P$	$z$ 方向に伝送される全電力
$P_1$	内部気体 ( $r \leq a$ ) に伝送される電力
$P_2$	パイプ ( $a \leq r \leq b$ ) に伝送される電力
$P_3$	外部気体 ( $b \leq r$ ) に伝送される電力
$\alpha_d$	誘電体損による伝送損失
$\alpha_R$	放射損失
$R$	線路の曲り半径
$L_t$	自由空間伝搬損失
$G_T$	送信アンテナ利得
$G_R$	受信アンテナ利得
$d$	アンテナ間距離
$\bar{\epsilon}$	$r \leq b$ における平均的比誘電率
$v$	気体線路の正規化周波数

$v_g$	内部と外部の気体の誘電率差のみで定義した気体線路の正規化周波数
-------	---------------------------------

3.3 節に関する記号	
$H_z, E_z$	$z$ 方向磁界, 電界
$H_t, E_t$	横方向磁界, 電界
$k^2$	固有値
$\{f_i\}$	完全な関数系
$\phi$	任意の区分的に連続な関数
$C_i$	定数
$N$	近似項数
$A_{ij}, B_{ij}, B'_{ij}$	(3.3.9), (3.3.10) で与えられる行列の要素
$m_i, n_i$	$i$ に対応した整数の組
$b, c, \ell$	Groove Guide の断面寸法 (図 3.18)
$a_z$	$z$ 方向の単位ベクトル
$\omega$	角周波数
$\mu$	透磁率

# 第1章 緒 言

近年社会生活の高度化に伴い、電気通信網は拡大の一途をたどっており、特に戦後日本の公衆通信の飛躍的發展には驚くべきものがある。この一環としてより一層大きな伝送容量を持つ新しい通信システムが次々と開発されてきている。この技術進歩の1つの基本的指針となっているのは、新しい周波数の開拓であり、短波からマイクロ波、ミリ波へと通信に利用される周波数が拡大されてきている。新しい周波数の開拓は必然的に新しい技術進歩を要求し、多くの優れた研究を生む源泉となってきた。

本論文はこのような研究の発展に則り、より高い周波数を開拓する際の基本的な技術課題について研究した結果をとりまとめたものである。特にミリ波以上の超高周波伝送回路において重要となってくる多モード回路に焦点をあてて、特有の興味ある物理現象を解明している。

多モード伝送回路の研究は、円形導波管の $TE_{01}$ モードが極めて低損失な特性を持ち、これを生かしてミリ波の長距離伝送路として使用するには数百という多モード伝搬の領域を使う必要があることから、多くの研究者によって取りくまれ、多モード伝送理論として実り多い成果を生み出してきた。

本論文では、これら円形導波管を中心に展開されてきた多モード回路の研究をさらに展開し、方形導波管回路や新しい低損失伝送線路に適用することを試みたものである。

以下各章にわけて、研究の概要と新規性について簡単に述べる。

第2章では、方形導波管回路を多モードとして用いた時の特性を述べる。円形導波管に対しては多モード理論の詳細な研究が行われてきたが、方形導波管は送受信装置等の機器内の回路で用いられ、通常基本 $TE_{10}$ モードのみが伝搬する領域で使用され、これが多モード伝送線路として本格的に研究されたことは殆んどない。本論文ではフィルタを重点的に取り上げて方形導波管多モード伝送理論の確立をはかっている。2.1節では、方形導波管回路の不連続部の等価回路を多モード領域で求め、変分法を用いて回路定数の求め方を定式化し、解析を進めて比較的簡単な代数式にまとめた。2.2節ではこの結果を用いて誘導性窓を用いた帯域通過フィルタの多モード領域における特性を理論的に求め、実験と対応させることにより妥当性を確認した。従来の研究は単一モードとしての取扱いしかなく、多モード領域でのこれらの研究結果は著者によってはじめて明らかにされたものである。



2.3節では方形導波管形の低域通過フィルタの多モード領域における特性についても、新しく理論実験の両面から研究を行い、従来定性的に論じられていた特性を定量化した。

2.4節ではこれらの研究途上で必要になった各種の多モード回路特性測定部品のミリ波での試作結果を述べる。

第2章のまとめとして、2.5節では多モード方形導波管回路の研究成果の実際的な応用として、ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉対策をとりあげ、干渉波が多モード伝搬するため、以上の研究が生かされることを示す。

第3章ではミリ波以上の超高周波低損失伝送線路の研究について述べる。従来から研究されてきた円形導波管の $TE_{01}$ モードは極めて低損失ではあるが、 $TM_{11}$ モードとの縮退のため線路の曲がりによって損失が急増するという欠点があり、数多くの研究によって対策が立てられてはいるが、本質的な解決にはなっておらず、線路の製造、布設には高度の注意が必要である。これを解決するため、本論文では新しいタイプの低損失伝送線路の提案を行い、この特性を理論的実験的に明らかにするとともに、多モード伝送線路の観点から低損失動作の条件を研究した。3.1節では、ミリ波サブミリ波誘電体線路を低損失化するため、低損失気体の誘電率差を利用する新しい線路（気体線路）を提案し、この基本モード伝送特性を解析するとともに、ミリ波帯で伝送実験を行い、この線路の有効性を明らかにした。

3.2節では、気体線路の多モード領域の特性を解析し、高次モードを用いることによって通常の誘電体線路の伝送損失に比較して数桁以上低損失になる条件を見出した。これは円形導波管の $TE_{0n}$ モードに対応するものであり、伝送線路理論上極めて興味深い現象である。

3.3節では、ミリ波サブミリ波用開放形導波管の一形式である Groove Guide をとり上げて、計算機による特性解析を行った。従来閉じられた任意の導体壁面をもつ導波管に適用されていた解析手法において、開放領域における完全関数系を導入することによって、任意断面形状を持つ開放形導体管の解析手法を確立した。

## 第2章 多モード方形導波管回路

方形導波管はマイクロ波からミリ波にいたる超高周波伝送回路として最も基本的なものであり、その特性については従来から詳しく研究され、多くの優れた成書にまとめられている。<sup>〔1〕～〔4〕</sup>

方形導波管は使用周波数に合わせて断面寸法を適切に選んでやると基本モードである $TE_{10}$ しか伝搬しないようにでき、このような領域で用いれば取り扱いが非常に楽になる。したがって従来の研究では基本モード領域で使用することを前提にして、方形導波管回路の解析がなされており、その成果が広く超高周波回路技術に応用されていることは衆知の通りである。

ところで円形導波管の特定のモード( $TE_{01}$ )によれば極めて低損失な電磁波の伝送が可能であることが理論的に示されるとともに、この低損失性を十分発揮させるためには数百という多くのモードが伝搬できる領域で、 $TE_{01}$ モードのみを伝送する必要があることが明らかになった。このことは多くの理論家の興味を呼び、多モード伝送回路の理論体系を作り上げる推進力となったのである。<sup>〔4〕</sup>

一方、伝送回路技術の進展は、方形導波管回路に対してもより深い理解を必要とするようになってきた。そして方形導波管回路についても基本 $TE_{10}$ モードだけでなく、多モードが伝搬する領域についてもその特性を正確に把握することを具体的に求められた。これは、上述の円形導波管の $TE_{01}$ モードを用いた通信方式がいよいよ現実化し、これは1オクターブもの帯域を利用するものであり、これに用いる中継装置は方形導波管回路系で構成されるため、干渉波の問題が非常に厳しくなるためである。<sup>〔5〕～〔7〕, (1)</sup>

このような背景をもとにして、多モード方形導波管回路の研究を進めることにした。特に問題は干渉波の処理にあったため、フィルタ回路を重点的にとり上げている。

### 2.1 多モード方形導波管における不連続

#### 2.1.1 まえがき

方形導波管によってフィルタを構成するには、導波管内に何らかの不連続を置き、そのリアクタンスを利用する。このリアクタンスの値はフィルタの基本的な設計資料となるため、多く

の理論解析が行われている。<sup>[1]~[3]</sup>しかしこれらは当然基本モード伝搬領域に限定されており，多モード領域には適用できない。

そこで本節では，方形導波管内の不連続部の等価回路表示を多モード領域に拡張することを試みる。<sup>(2)~(5)</sup>不連続としては，帯域通過フィルタに用いられる導体窓をとりあげ，この等価回路定数を解析的に求める。このため変分法を用いた近似計算を採用することにより，簡単でかつ精度の高い代数式で表示できることを示す。フィルタは不連続のいくつかの組合せで構成されており，かつその周波数特性を求めることが重要になってくるので，これらの計算を行うには等価回路定数が簡単に数値計算できることが必要であり，そのような観点からも簡単な代数式は利用価値が高い。

以下では，まず多モード方形導波管内に厚みが無限小の導体窓がおかれた時の等価回路の一般的な表示式を求める。窓によって散乱される他のモードが伝搬領域にない場合と伝搬領域にある場合にわけて考える必要があることを述べ，前者で入射モードが $TE_{10}$ の場合が従来よく知られている場合に当り，この一般化は筆者によってはじめて解析されたものである。<sup>\*</sup>

## 2.1.2 多モード方形導波管におかれた導体窓の等価回路

図 2.1 に示すように，方形導波管内に完全導体でできた厚み 0 の窓が設けられているとする。

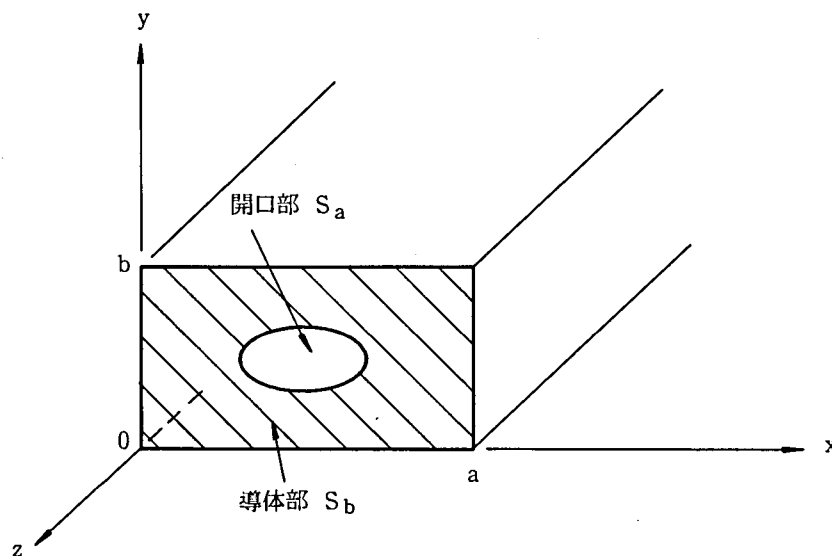


図 2.1 方形導波管に設けられた窓

\* ただし高次モードでも最も簡単な $TE_{m0}$ モードが誘導性窓に入射した時の特性については，J.C. Palais の解析がある。<sup>[8]</sup>彼は $TE_{m0}$ モード入力に対しても窓が伝送線路上にアドミタンスが接続された形で等価回路表示できるとして，そのアドミタンスを求めている。しかし多モード伝送線路にある不連続ではモード変換があるので，多端子回路網による等価回路表示でないと正確とは言えず，一般性に問題がある。

方形導波管内では  $N$  個のモードが伝搬可能であるとすれば、窓から十分離れたところから見た等価回路は図 2.2 のように表わすことができる。

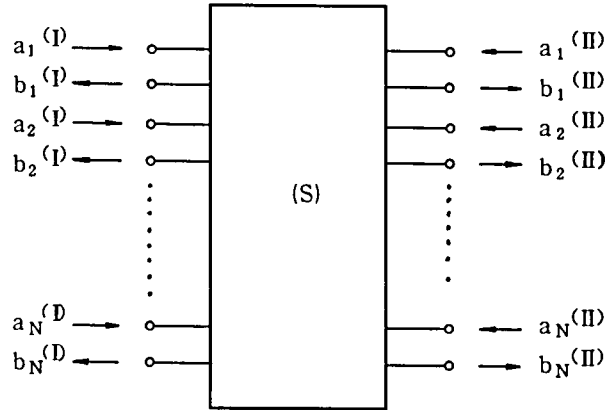


図 2.2 窓の等価回路

即ち窓から十分離れたところでは、窓の不連続によって発生するモードのうち伝搬しないものは減衰してしまうので、窓の左側では、入射波  $a_\alpha^{(I)}$ 、反射波  $b_\alpha^{(I)}$  ( $\alpha$ : モード,  $\alpha = 1, 2, \dots, N$ ) のみが存在し、右側でも  $a_\alpha^{(II)}$ 、 $b_\alpha^{(II)}$  のみが存在することになる。したがって窓の性質は  $S$  マトリクス

$$(b) = (S)(a) \quad (2.1.1)$$

$$(a) = \begin{pmatrix} a_1^{(I)} \\ \vdots \\ a_N^{(I)} \\ a_1^{(II)} \\ \vdots \\ a_N^{(II)} \end{pmatrix} \quad (b) = \begin{pmatrix} b_1^{(I)} \\ \vdots \\ b_N^{(I)} \\ b_1^{(II)} \\ \vdots \\ b_N^{(II)} \end{pmatrix} \quad (S) = \begin{pmatrix} S_{11} & \dots & S_{1,2N} \\ \vdots & & \vdots \\ S_{2N,1} & \dots & S_{2N,2N} \end{pmatrix}$$

で定式化されることになる。

したがって問題はマトリクス  $(S)$  を求めることに帰着する。そこでこれを求めるための一般的な式を導く。

窓は  $z = 0$  に存在するとし、窓の開口部を  $S_a$ 、導体部を  $S_b$  とする。 $z < 0$  の領域から  $\alpha$  モードの振幅  $a_\alpha$  の波が入射してくると、この波は窓による不連続のため散乱し、 $z < 0$  に反射

波が、 $z > 0$  に透過波が出ていく。このような状態にある方形導波管中の横電界  $E_t$ ，横磁界  $H_t$  は次のように表現できる。

$z < 0$  では

$$E_t = a_\alpha e_\alpha e^{-r_\alpha z} + \sum_{\alpha'} R_{\alpha'}^\alpha a_\alpha e_{\alpha'} e^{r_{\alpha'} z} \quad (2.1.2)$$

$$H_t = Y_\alpha a_\alpha h_\alpha e^{-r_\alpha z} - \sum_{\alpha'} R_{\alpha'}^\alpha Y_{\alpha'} a_\alpha h_{\alpha'} e^{r_{\alpha'} z}$$

第1項が入射波，第2項が反射波をあらわしている。

$z > 0$  では

$$E_t = \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^\alpha a_\alpha e_{\alpha'} e^{-r_{\alpha'} z} \quad (2.1.3)$$

$$H_t = \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^\alpha Y_{\alpha'} a_\alpha h_{\alpha'} e^{-r_{\alpha'} z}$$

ここに  $e_\alpha, h_\alpha, r_\alpha, Y_\alpha$  はそれぞれ  $\alpha$  モードの電界のモード関数，磁界のモード関数，伝搬定数，特性アドミタンスである。また  $R_{\alpha'}^\alpha, T_{\alpha'}^\alpha$  はそれぞれ  $\alpha$  モードに対する  $\alpha'$  モードの反射，透過係数である。これらは付録 (A.2.1.1) にその特性をとりまとめて示してある。

$z = 0$  で電界は連続であるから

$$\begin{aligned} E_t(x, y, 0) &= a_\alpha e_\alpha + \sum_{\alpha'} R_{\alpha'}^\alpha a_\alpha e_{\alpha'} \\ &= \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^\alpha a_\alpha e_{\alpha'} \quad (S_a, S_b \text{ 上で}) \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

が成立する。

$$E_t(x, y, 0) \equiv a_\alpha \epsilon_\alpha(x, y) \quad (2.1.5)$$

とおき，モード関数の直交性関係を用いると

$$\delta_{\alpha\alpha'} + R_{\alpha'}^\alpha = T_{\alpha'}^\alpha = \int_{S_a} \epsilon_\alpha \cdot e_{\alpha'} dS \quad (2.1.6)$$

となる。ここに  $\delta_{\alpha\alpha'}$  はクロネッカの  $\delta$  である。

$R_{\alpha'}^{\alpha}$ 等は電界に対する反射係数であり、Sマトリクスの要素 $S_{\alpha\alpha'}$ とは次式で結ばれる。

$$S_{\alpha\alpha'} = \sqrt{\frac{Y_{\alpha'}}{Y_{\alpha}}} R_{\alpha'}^{\alpha} \quad (2.1.7)$$

またこの回路は相反回路であることを考えれば結局Sマトリクスは

$$(S) = \begin{pmatrix} S_s & S_s + E \\ S_s + E & S_s \end{pmatrix} \quad (2.1.8)$$

となる。ただし $(S_s)$ は対称行列であり

$$(S_s) = \begin{pmatrix} S_{11}, S_{12}, \dots, S_{1N} \\ S_{12}, S_{22}, \dots, \vdots \\ \vdots \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ S_{1N}, S_{2N}, \dots, S_{NN} \end{pmatrix} \quad (2.1.9)$$

とおくことができる。 $(E)$ は単位行列である。

次に $(S_s)$ の各要素を計算する基本式を導こう。 $z=0$ での磁界の連続条件が $S_a$ 上で成立するので

$$Y_{\alpha} a_{\alpha} h_{\alpha} - \sum_{\alpha'} R_{\alpha'}^{\alpha} Y_{\alpha'} a_{\alpha} h_{\alpha'} = \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^{\alpha} Y_{\alpha'} a_{\alpha} h_{\alpha'} \quad (2.1.10)$$

( $S_a$ 上で)

これに(2.1.3), (A. 2.1.1)の關係を用いると

$$Y_{\alpha} e_{\alpha} = \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^{\alpha} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \quad (2.1.11)$$

となり、(2.1.6)により

$$\frac{\int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha} dS}{1 + R_{\alpha}^{\alpha}} Y_{\alpha} e_{\alpha} = \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \quad (2.1.12)$$

したがって、

$$1 + S_{\alpha\alpha} = \frac{Y_{\alpha} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha} dS \right]^2}{\sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{\alpha'} \cdot e_{\alpha'} dS \right]^2} \quad (2.1.13)$$

が得られる。 $S_{\alpha\alpha}$ は付録(A 2.1.2)に示すように未知数  $\epsilon_{\alpha}$  ( $\alpha$ モード入力に対する窓の電界分布)の1次の変分に対して不変であり,  $S_{\alpha\alpha}$ を変分表現として求める式になっている。

(2.1.13)式は $\alpha$ モード入力に対する $\alpha$ モードの反射, 透過係数を与えるものであるが, 次に $\alpha$ のモード入力に対する $\beta$ モードの反射, 透過係数を与える $S_{\alpha\beta}$ を求めてみよう。

図2.1の窓に $z < 0$ からは $\alpha$ モードの電界振幅  $a_{\alpha}$ の波が,  $z > 0$ からは $\beta$ モードの電界振幅  $a_{\beta}$ の波が入射しているとすれば,  $z = 0$ で次の電磁界の連続式が成立する。

$$\begin{aligned} E_t(x, y, 0) &= a_{\alpha} e_{\alpha} + \sum_{\alpha'} R_{\alpha'}^{\alpha} a_{\alpha} e_{\alpha'} + \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^{\beta} a_{\beta} e_{\alpha'} \\ &= a_{\beta} e_{\beta} + \sum_{\alpha'} R_{\alpha'}^{\beta} a_{\beta} e_{\alpha'} + \sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^{\alpha} a_{\alpha} e_{\alpha'} \quad (S_a, S_b \text{ 上で}) \\ Y_{\alpha} a_{\alpha} h_{\alpha} - \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} R_{\alpha'}^{\alpha} a_{\alpha} h_{\alpha'} - \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} T_{\alpha'}^{\beta} a_{\beta} h_{\alpha'} \\ &= -Y_{\beta} a_{\beta} h_{\beta} + \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} R_{\alpha'}^{\beta} a_{\beta} h_{\alpha'} + \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} T_{\alpha'}^{\alpha} a_{\alpha} h_{\alpha'} \quad (S_a \text{ 上で}) \end{aligned} \quad (2.1.14)$$

窓の電界  $\epsilon$  は $\alpha$ モードのみが入射した時の電界  $\epsilon_{\alpha}$  と $\beta$ モードだけが入射したときの電界  $\epsilon_{\beta}$  との線形結合であるので

$$E_t(x, y, 0) = a_{\alpha} \epsilon_{\alpha} + a_{\beta} \epsilon_{\beta} \quad (2.1.15)$$

と表わすことができる。これを用いれば

$$\begin{aligned} Y_{\alpha} a_{\alpha} h_{\alpha} + Y_{\beta} a_{\beta} h_{\beta} \\ = a_{\alpha} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} h_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS + a_{\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} h_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS \quad (2.1.16) \end{aligned}$$

となり,

$$\frac{Y_\alpha}{R_\beta^\alpha} = \frac{\sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha'} \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} \epsilon_\beta \cdot e_{\alpha'} dS}{\int_{S_a} \epsilon_{\alpha'} \cdot e_\beta dS \int_{S_a} \epsilon_\beta \cdot e_{\alpha'} dS} \quad (2.1.17)$$

これから  $S_{\alpha\beta}$  は

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\sqrt{Y_\alpha Y_\beta} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha'} \cdot e_\beta dS \int_{S_a} \epsilon_\beta \cdot e_{\alpha'} dS}{\sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha'} \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} \epsilon_\beta \cdot e_{\alpha'} dS} \quad (2.1.18)$$

となる。

これは、未知関数  $\epsilon_\alpha, \epsilon_\beta$  に対する変分式になっており（付録A.2.1.3 参照）、計算の基本式を与えるものである。（2.1.13）,（2.1.18）は変分式であるので、近似的な電界から、正確なSマトリクスを求めることができる。

Rayleigh-Ritz の方法<sup>[1]</sup>を適用してその手法を述べよう。 $\epsilon_\alpha, \epsilon_\beta$  として次の試験関数を仮定する。

$$\begin{aligned} \epsilon_\alpha &= \sum_{t=1}^M C_{\alpha t} \hat{e}_t \\ \epsilon_\beta &= \sum_{t=1}^M C_{\beta t} \hat{e}_t \end{aligned} \quad (2.1.19)$$

ここに  $\hat{e}_t$  は基底関数系,  $C_{\alpha t}, C_{\beta t}$  は定数である。これを（2.1.18）に代入すると

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\sqrt{Y_\alpha Y_\beta} \left( \sum_t C_{\alpha t} g_\beta^t \right) \left( \sum_t C_{\beta t} g_\alpha^t \right)}{\sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \left( \sum_t C_{\alpha t} g_{\alpha'}^t \right) \left( \sum_t C_{\beta t} g_{\alpha'}^t \right)} \quad (2.1.20)$$

ここに

$$g_\alpha^t = \int_{S_a} \hat{e}_t \cdot e_\alpha dS \quad (2.1.21)$$

（2.1.20）を  $C_{\alpha t}$  で偏微分し、得られた  $C_{\beta t}$  についての連立1次方程式が無意味な解を持たない条件から、次の行列式が0になる必要があり、これから  $S_{\alpha\beta}$  が定まる。



$$\det (S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} g_{\alpha'}^m g_{\alpha'}^n - \sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} g_{\alpha}^m g_{\beta}^n) = 0 \quad (2.1.22)$$

$$m, n = 1, 2, \dots, M$$

多モード方形導波管内におかれた導体窓の等価回路の一般的な解析法について述べた。

導体窓は、帯域通過フィルタのリアクタンス素子として広く利用される。フィルタ用素子としては、簡単な計算によってリアクタンスの値が正確に求まることが望ましく、この点から図2.3に示すような対称な誘導性窓が最も広く応用されている。実用的な観点からはこのような形状の窓の特性が高次モード入力時にも簡単な形で正確に表現できることが重要である。

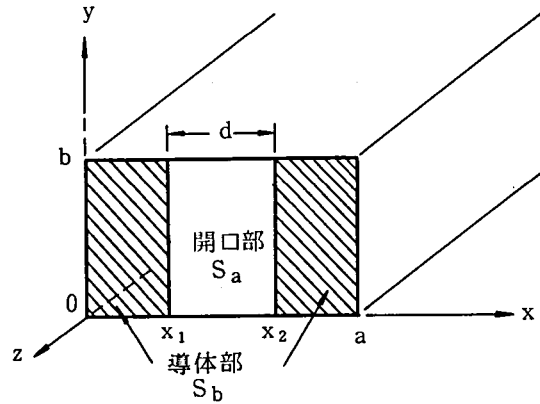


図 2.3 方形導波管に設けられた誘導性窓

多モード導波管におかれた窓では一般にモード変換が発生するため、伝搬モードのすべてを端子として持つ多端子Sマトリクスとして表示しないと正確とはいえない。しかし特殊な場合には、他の伝搬モードを発生せず、TE<sub>10</sub>モードの場合と同様にあつかえる。たとえば対称な誘導性窓にTE<sub>20</sub>モードが入射した時には、窓によって散乱されるモードはTE<sub>40</sub>, TE<sub>60</sub>, …といったTE<sub>2k,0</sub>モードのみであるため、TE<sub>40</sub>モードのカットオフ周波数以下では単一モード伝送路における散乱問題として取り扱うことが可能である。これ以外にもTE<sub>0,n</sub>モード入力時には、TE<sub>2,n</sub>, TM<sub>2,n</sub>, TE<sub>4,n</sub>, TM<sub>4,n</sub> ……といったモードしか散乱しないため同様な取り扱いが可能である。

これ以外のモードでは、モード変換を考慮する必要があるわけであるが、不連続が十分小さく反射係数のみ知りたいときには、対象とするモードにのみ注目した取り扱いを行う方が、便利である。そこでまず、αモード入力時のαモードの反射係数を求め、次にモード変換を考慮

した正確な等価回路表示式を求めることにする。この場合、2つのモード間にのみ結合がある代表的な例を扱うことにする。さらに一般的な場合も同様に取り扱いが可能であるが、計算が幾分かみ入ったものとなるとともに、実用的な重要性が小さいので省略することにする。

### 2.1.3 入射モードのみに注目した等価回路定数解析

先に導いた変分式(2.1.13)を利用して、 $S_{\alpha\alpha}$ を求めよう。ここでは $\alpha$ モードとして $TM_{mn}$ を考え、これをサフィクス(mn)であらわすことにする。窓の電界 $\epsilon_\alpha (\equiv \epsilon_{(mn)})$ の未知関数を既知関数の線形結合であらわす必要がある。ここでは最も簡単で物理的な意味に合致する形として、窓での境界条件を満足し、入射 $TM_{mn}$ モードに相似形であることを考え

$$\begin{aligned}\epsilon_{(mn)} = & A'_{(mn)} \cos \left\{ \frac{m\pi(x-x_1)}{d} \right\} \sin \left( \frac{n\pi y}{b} \right) a_x \\ & + B'_{(mn)} \sin \left\{ \frac{m\pi(x-x_1)}{d} \right\} \cos \left( \frac{n\pi y}{b} \right) a_y\end{aligned}\quad (2.1.23)$$

とする。この形のままでは計算に不便であるので若干形を変形する。 $\epsilon_{(mn)}$ の $x, y$ 方向成分を $\epsilon_x, \epsilon_y$ とすれば

$$\epsilon_{(mn)} = \epsilon_x a_x + \epsilon_y a_y \quad (2.1.24)$$

とおける。 $x$ 方向の関数形に工夫を加えることにし

$$\epsilon_x = A'_{(mn)} f(x) \sin \left( \frac{n\pi y}{b} \right)$$

$$\epsilon_y = B'_{(mn)} g(x) \cos \left( \frac{n\pi y}{b} \right)$$

$$\frac{dg}{dx} = \frac{m\pi}{d} f \quad (2.1.25)$$

とおく。ここに

$$A'_{(mn)} = -\frac{2m}{dK'_{mn}} \quad B'_{(mn)} = -\frac{2n}{bK'_{mn}}$$

$$K'_{mn} = \sqrt{m^2 \frac{b}{d} + n^2 \frac{d}{b}} \quad (2.1.26)$$

次に  $x$  から  $\theta$  への変数変換を用いる。

$$\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) = \alpha_1 + \alpha_2 \cos \theta \quad (2.1.27)$$

$\alpha_1, \alpha_2$  は  $\theta = 0, \pi$  で  $x = x_1, x_2$  になるように定める。また  $f(x)$  としては次の形を仮定する。

$$f(x) = \cos(m\theta) \cdot \frac{d\theta}{dx} \quad (2.1.28)$$

$f(x)$  としては (2.1.23) からは

$$f(x) = \cos\left\{\frac{m\pi(x-x_1)}{d}\right\} \quad (2.1.29)$$

と考えられるので、これに似た形で今後の計算に便利な形として (2.1.28) を仮定したわけである。<sup>\*</sup>

以上の前提条件をもとに計算を進めれば、次式が得られる。(詳細は付録A.2.1.4 参照)

$$1 + S_{(mn)(mn)} = \frac{K_{mn}^2 Q_{mn}^2}{m^2 b^2 r_{mn}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\pi b m} + \sum_{p=m}^{\infty} \xi_{pn} Q_{pm}^2} \quad (2.1.30)$$

窓のない場合、即ち  $x_1 = 0, x_2 = a, d = a$  のときは  $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 1, Q_{pm} = \delta_{pm}$  であるので、

$$S_{(mn)(mn)} = 0$$

となり物理的意味に合致する。また窓を閉じた場合、 $x_1 \rightarrow a/2, x_2 \rightarrow a/2$  とすれば、 $\alpha_1 \rightarrow 0, \alpha_2 \rightarrow 0, Q_{pm} \rightarrow 0$  となり、 $S_{(mn)(mn)} \rightarrow -1$  となり、物理的意味に合致する。

なお、(2.1.30) は無限級数であらわされているが、 $\xi_{pn}$  が  $p$  の増加につれて急速に減少するため、非常に収速のよい級数であり、計算には最初の数項で十分である。

他のモードの場合も、同様な計算ができるので、付録に結果のみをまとめて示す。(A.2.1.5)

単一モード線路上の不連続部は、伝送路にアドミタンスが接続された形で等価回路表示され

---

\*  $\epsilon_{(mn)}$  としては関数形のみが必要であり、定数係数は結果に影響を与えないので、省略して考えている。

ることが多く、特に方形導波管内におかれた誘導性窓については非常に簡単な式で、アドミタンスが求められている。

従来の式は当然基本モードである  $TE_{10}$  波に対するものであるが、それとの比較の意味で高次モードについてもそのような式を求めてみよう。

導波管中におかれた窓を図 2.4 に示すようにアドミタンス  $y_a$  で表示すれば、S マトリクスの要素  $S_{aa}$  とは

$$y_a = \frac{2 S_{aa}}{1 + S_{aa}} \quad (2.1.31)$$

であらわされる。

またここで求めた  $S_{aa}$  は急速に収束する級数であるため、実際上は初項のみで十分である。

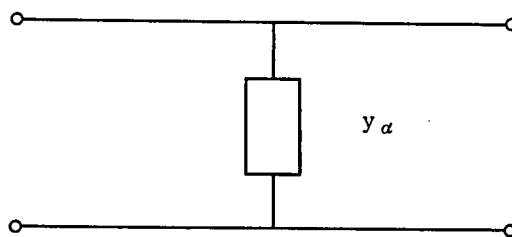


図 2.4 窓の等価回路

(入射モードのみに  
注目する場合)

これらのことを用いて、種々の入力モードに対する対称な誘導性窓のアドミタンスを簡単な式にあらわしたものが表 2.1 である。 $TE_{10}$  モードのアドミタンスはよく知られている式<sup>[1],[2]</sup>である。 $TE_{20}$  モードについては、 $TE_{10}$  モードに対する非対称窓 (図 2.3 において  $x_2 = a$ ) に対する式の  $a, d$  を  $a/2, d/2$  に入れかえたものと一致する。また  $TE_{01}$  モードについては、導波管の長辺に平行な導体をおいたいわゆる容量性窓と等価であるため、この式<sup>[1],[2]</sup>と一致している。これらのモードに対しては、入射モードが他の伝搬可能なモードを散乱しないため、窓から十分離れた所から見れば、純粋なサセプタンスと見なすことができ、単一モード系に対する等価回路をそのまま適用できる。

これ以外のモードに対するアドミタンスは全く新しい式である。 $TE_{30}, TE_{11}, TM_{11}$  モード等が窓に入射した時は当然ながら、伝搬領域にあるモードを散乱するため、窓によってモード変換が生じ、入射モードのエネルギーの一部は他モードに移る。したがって、アドミタンス

表 2.1 各種モード入力に対する対称な窓のアドミタンス

モード	アドミタンス
$TE_{10}$	$-j \frac{\lambda_{g[10]}}{a} \cot^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right)$
$TE_{20}$	$-j \frac{2\lambda_{g[20]}}{a} \left\{ \operatorname{cosec}^4 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) - 1 \right\}$
$TE_{30}$	$-j \frac{3\lambda_{g[30]}}{a} \left\{ \operatorname{cosec}^6 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) - 1 \right\}$
$TE_{01}$	$j \frac{4a}{\lambda_{g[01]}} \ln \operatorname{cosec} \left( \frac{\pi d}{2a} \right)$
$TE_{02}$	$j \frac{4a}{\lambda_{g[02]}} \ln \operatorname{cosec} \left( \frac{\pi d}{2a} \right)$
$TM_{11}$	$j \frac{4b}{\frac{b}{a} + \frac{a}{b}} \cdot \frac{1}{\lambda_{g(11)}} \cot^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right)$
$TE_{11}$	$-j \lambda_{g[11]} \frac{\frac{b}{a} + \frac{a}{b}}{b} \operatorname{cosec}^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \left[ \cos^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \right.$ $\left. - \frac{k_0^2 b d^2}{\pi \left( \frac{b}{d} + \frac{d}{b} \right)^2} \left\{ \frac{1}{\pi b} + \sin^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \cdot \left( \frac{1}{r_{11}} \cdot \frac{\left( \frac{1}{a} - \frac{a}{d^2} \right)^2}{\frac{b}{a} + \frac{a}{b}} - \frac{1}{\pi b} \right) \right\} \right]$

も一般的には純虚数とはならない。しかしここでは近似計算のため、 $TE_{30}$ 、 $TM_{11}$  については純虚数になっており、この解析法が本質的な誤差を含んでいることを意味する。

しかしモード変換量が少なく、入射モードに対する反射、透過量のみを知りたいときには本節で述べたようなモード変換を無視した手法が有効と考えられる。

#### 2.1.4 モード変換を考慮した等価回路定数解析

多モード中の不連続の等価回路においてモード変換を考慮した一般的な表示については既に述べた。これを対称な誘導性窓の等価回路定数の計算に適用する。この理論は伝搬領域にある

多数のモードが窓によって散乱され、モード変換する場合に容易に適用できるが、計算が若干やっかいになるので、ここでは重要で比較的簡単な  $TM_{11}$  と  $TE_{11}$  モードが入射し、互に結合する場合を例としてとりあげる。必要ならば他の場合も全く同様にあつかえることはいうまでもない。

対称な誘導性窓に  $TE_{11}$  または  $TM_{11}$  モードを入射し、 $TE_{31}$ 、 $TM_{31}$  モードがカットオフになる周波数領域では、窓の等価回路としては、2つのモードのみを考慮すれば十分である。したがって窓は  $4 \times 4$  の  $S$  マトリクスで記述されることになる。ここでは簡単のため  $TE_{11}$  をモード1、 $TM_{11}$  をモード2と定めることにすれば、求めるべき  $S$  マトリクスは次のように書くことができる。

$$(S) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{11} + 1 & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} & S_{12} & S_{22} + 1 \\ S_{11} + 1 & S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} + 1 & S_{12} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (2.1.32)$$

未知数としては、 $S_{11}$ 、 $S_{12}$ 、 $S_{22}$  の3つである。

変分法を適用して求めるためには、基底関数を定める必要がある。計算を簡単にするため、基底関数の数を2つ ( $\hat{e}_1$ 、 $\hat{e}_2$ ) にする。ここでは、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$  モードを考えているので  $\hat{e}_1$ 、 $\hat{e}_2$  はそれぞれ、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$  モードに相似な電磁界分布をもつようにし、かつ窓での境界条件を満たすように選ぶことにし、次のように定める。

$$\begin{aligned} \hat{e}_1 &= A'_{[11]} f_1(x) \sin \frac{\pi y}{b} \cdot a_x + B'_{[11]} g_1(x) \cos \frac{\pi y}{b} \cdot a_y \\ \hat{e}_2 &= A'_{(11)} f_2(x) \sin \frac{\pi y}{b} \cdot a_x + B'_{(11)} g_2(x) \cos \frac{\pi y}{b} \cdot a_y \\ \frac{dg_1}{dx} &= \frac{\pi}{d} f_1, \quad \frac{dg_2}{dx} = \frac{\pi}{d} f_2 \end{aligned} \quad (2.1.33)$$

ここに、 $A'_{[mn]}$ 、 $B'_{[mn]}$  は

$$A'_{[mn]} = \frac{\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n} n}{b K'_{mn}} \quad B'_{[mn]} = - \frac{\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n} m}{d K'_{mn}} \quad (2.1.34)$$

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & (m=0) \\ 2 & (m \neq 0) \end{cases} \quad (2.1.35)$$

さらに  $f_1, f_2$  を

$$f_1(x) = f_2(x) = \cos \theta \frac{d\theta}{dx} \quad (2.1.36)$$

とにおいて、変数変換を行い、計算を実行すると、Sマトリクスは次のように求められる。

$$\begin{aligned} 1 + S_{11} &= \frac{Y_{[11]} g_{[11]}^{[11]^2} G_1}{\begin{vmatrix} G_1 & G_2 \\ G_2 & G_3 + G_4 \end{vmatrix}} \\ S_{12} &= \frac{\sqrt{Y_{[11]} Y_{(11)}} g_{[11]}^{[11]} \begin{vmatrix} G_1 & G_2 \\ g_{(11)}^{(11)} & g_{(11)}^{[11]} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} G_1 & G_2 \\ G_2 & G_3 + G_4 \end{vmatrix}} \\ 1 + S_{22} &= Y_{(11)} \frac{g_{(11)}^{(11)} \begin{vmatrix} g_{(11)}^{(11)} & G_2 \\ g_{(11)}^{[11]} & G_3 + G_4 \end{vmatrix} + g_{(11)}^{[11]} \begin{vmatrix} G_1 & g_{(11)}^{(11)} \\ G_2 & g_{(11)}^{[11]} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} G_1 & G_2 \\ G_2 & G_3 + G_4 \end{vmatrix}} \end{aligned} \quad (2.1.37)$$

ここに  $G_1, G_2, G_3, G_4, g_{[11]}^{[11]}, g_{(11)}^{[11]}, g_{(11)}^{(11)}$  は付録(A.2.1.6)に示す値である。このようにして、高次モードである  $TE_{11}, TM_{11}$  が入射し、窓において結合する場合のSマトリクスを、簡単に計算できる代数式の形にまとめることができた。

特別な場合を調べてみると

$d = a$  では

$$S_{11} = S_{22} = 0, \quad S_{12} = 0$$

$d \rightarrow 0$  では

$$S_{11} \rightarrow -1, \quad S_{22} \rightarrow -1, \quad S_{12} \rightarrow 0$$

となり、物理的な考察と一致する。

次にSマトリクスの数値例を示す。 $G_1 \cdots G_4$  は無限級数ではあるが、非常に収束が速いので、

簡単のため、 $t=1, 3, 5, 7$  の項のみをとって計算した。表 2.2 に計算結果を示す。これは R-500 系の方形導波管に対称な窓を設けたときの S マトリクスを、窓の開き幅  $d$  をパラメータにして求めたものである。

表 2.2  $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$  モード入力に対する対称な窓の S マトリクスの値

$d$ (mm)	$S_{11}$	$S_{22}$	$S_{12}$
1.0	$-0.981 - j 0.044$	$-0.978 + j 0.075$	$0.017 + j 0.127$
1.5	$-0.895 - j 0.088$	$-0.874 + j 0.155$	$0.088 + j 0.279$
2.0	$-0.710 + j 0.053$	$-0.657 + j 0.149$	$0.218 + j 0.395$
2.5	$-0.481 - j 0.083$	$-0.417 + j 0.018$	$0.262 + j 0.417$
3.0	$-0.238 - j 0.170$	$-0.199 - j 0.084$	$0.161 + j 0.356$
3.5	$-0.065 - j 0.122$	$-0.054 - j 0.071$	$0.046 + j 0.210$
4.0	$-0.008 - j 0.043$	$-0.006 - j 0.025$	$0.005 + j 0.075$
4.5	$0.000 + j 0.005$	$0.000 - j 0.003$	$0.000 + j 0.009$

R-500 系導波管 (断面  $4.775\text{mm} \times 23.88\text{mm}$ ) に  $85\text{GHz}$  の波を入射したとき

表から  $d$  が小さいときは  $S_{11}$ ,  $S_{22}$  は  $-1$  に近く、 $d$  が大きくなると  $0$  に近づき、 $S_{12}$  は  $d$  が小さいときは  $0$  に近く、 $a/2$  に近づくにつれて絶対値が  $0.5$  に近づき、再び  $d$  が大きくなると  $0$  に近づくことがわかる。

また、表 2.2 の数値を用いて、ユニタリ条件

$$(S)_t (S)^* = (E) \quad (2.1.38)$$

を検定すると、確かに満足していることがわかった。

これらの事実はこの計算の正しさを実証する一つの証拠と考えることができる。

## 2.1.5 ま と め

多モード方形導波管の不連続に対する一般的な等価回路および変分法を用いた一般的な解析法を導いた。しかる後、応用として最も重要で、帯域通過フィルタに広く利用されている方形導波管に設けた対称な誘導性窓の等価回路定数の具体的な計算法を示した。

多モード回路においては、厳密にはすべての伝搬モードを考慮した S マトリクスによって不連続部の等価回路表示ができるが、最も簡単には入射モードのみに注目した取り扱いが便利であり、その場合の S マトリクスの計算法を示した。しかしこの取扱いは近似的なものであり、特に入射モードが窓によって伝搬可能な他のモードを散乱する場合には原理的に問題のあることを指摘した。この場合には、多モード回路としての取り扱いが必要であり、その具体例とし



て、対称な誘導性窓に  $TM_{11}$ ,  $TE_{11}$  モードが入射した場合の S マトリックスの計算例を示し、本解析法の適用法を明らかにした。

## 2.2 多モード方形導波管における帯域通過フィルタ<sup>(5)~(8)</sup>

### 2.2.1 まえがき

方形導波管形の帯域通過フィルタ（以下 BPF と称する）としてはさまざまなタイプのものがあるが<sup>(9)</sup> 低損失で切れ味が鋭く、設計性もよく、ミリ波帯まで使用されている代表的なものは、いくつかの対称な誘導性窓を導波管内に配した形式のものである。<sup>(10)</sup>

このタイプの BPF は、中心周波数、3 dB 帯域幅、阻止域での減衰量をあたえると、窓の開き幅と導波管内の位置関係を定めることができ、設計手順は明確である。<sup>(9)</sup> しかしこの設計は次の 2 つの仮定をもとにしている。

- (1) 方形導波管には基本  $TE_{10}$  モードのみが伝搬する。
- (2) フィルタの構成要素（導波管、誘導性窓）が集中定数と見なせる。

通常は中心周波数での導波管の電気長と窓のリアクタンスをもとにして設計が行われる。そのため中心周波数近傍でのみ、帯域通過フィルタとなり、広い周波数帯でみた場合には、設計周波数以外にも通過域があらわれることになる。この事実は分布定数線路を集中定数素子として利用する場合には当然のことであり、 $TE_{10}$  モードのみが伝搬する単一モード領域で、この近似をより精密化することはそれほど難しいわけではない。

より本質的な問題は高次モードの伝搬を考慮した特性を求めることにあり、このような研究は従来行われていなかった。

そこで本論文では、方形導波管形 BPF の周波数特性を、前記の 2 つの近似（条件）の成立しない任意の周波数で、明らかにしている。

まず BPF の周波数特性の厳密な求め方について述べ、多モード領域では各々のモードごとに特性が異なり、それぞれに対応した等価回路が必要になることを明らかにする。

次に理論解析を裏づけるため、ミリ波 BPF の周波数特性を種々の入射モードに対して測定した結果について述べる。

以上の検討をふまえて、実用上重要な高次モードが伝搬する高い周波数帯でも所望の特性をもつ BPF の設計法を述べる。

## 2.2.2 各種モードに対する帯域通過フィルタの周波数特性解析

方形導波管に対称な誘導性窓をいくつか配した BPF の特性を広い周波数にわたって理論解析するには、多モード領域での BPF の等価回路を定める必要がある。

多モード領域では、BPF の特性は入射モードに応じて異なってくる。したがってモードごとにそれに応じた等価回路を求めて計算する必要がある。

等価回路としては図 2.5 に示すように、いくつかの形が考えられる。BPF の等価回路は窓と伝送線路の縦続接続の形になり、窓で散乱される多くのモードのうち、入射モードだけが伝搬領域にあれば㉑となり、散乱されたモードのうち、伝搬可能な他のモードが 1 つの時は㉒となり、伝搬可能な他のモードが 2 つの時は㉓となる。モード数が増せば、それに応じて端子を

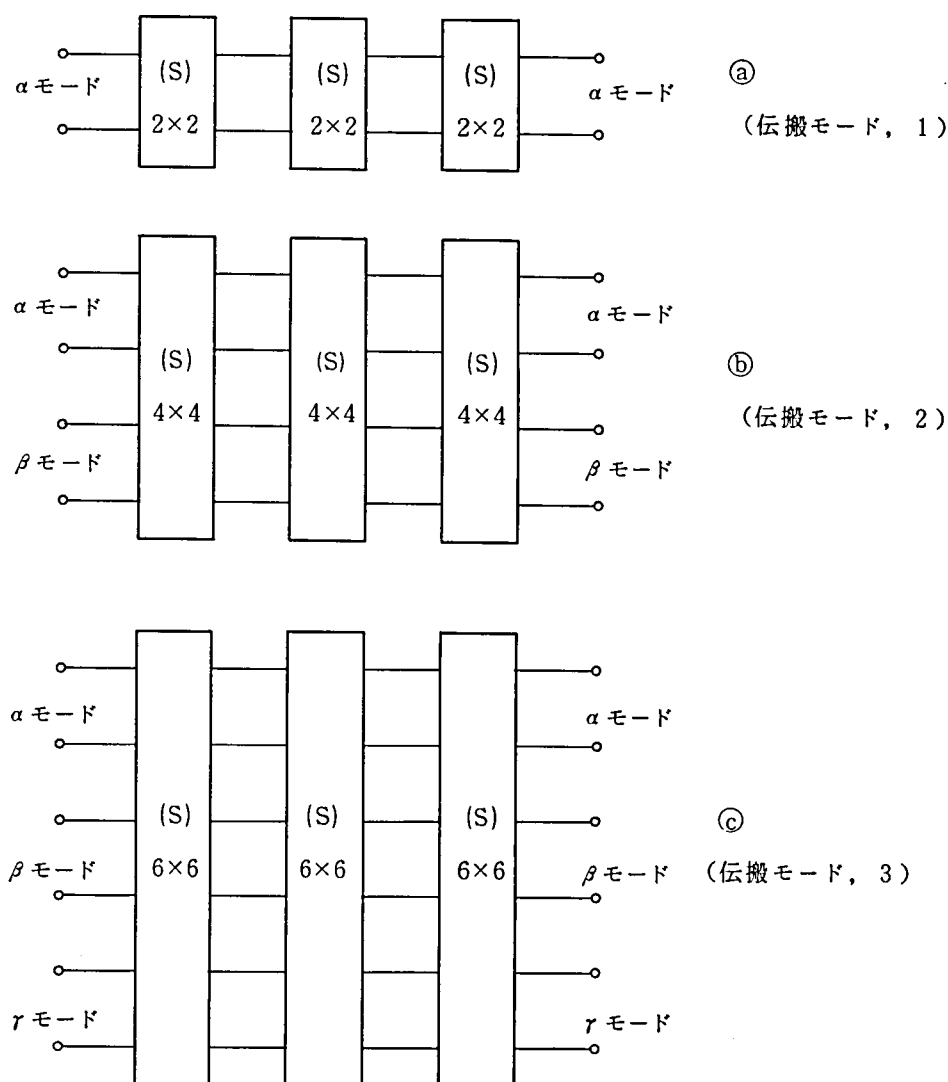


図 2.5 多モード系に対する等価回路

増やしてやる必要がある。

表 2.3 には，入射モードが与えられた場合，対称な誘導性窓ではどのようなモードが散乱されるかを示し，モードに応じてどの等価回路を選ぶべきかを示した。たとえば入射モードが  $TE_{10}$  の場合は， $TE_{30}$  モードが伝搬する周波数までは，通常の①の等価回路が使えるが，そ

表 2.3 入射モードによる等価回路のちがい

入射モード	対称な誘導性窓で散乱されるモード	等価回路 (図2.5)	周波数範囲
$TE_{10}$	$TE_{10}, TE_{30}, TE_{50}, \dots$	①	$f_{c(10)} \sim f_{c(30)}$
		②	$f_{c(30)} \sim f_{c(50)}$
$TE_{20}$	$TE_{20}, TE_{40}, TE_{60} \dots$	①	$f_{c(20)} \sim f_{c(40)}$
$TE_{30}$	$TE_{10}, TE_{30}, TE_{50} \dots$	②	$f_{c(30)} \sim f_{c(50)}$
$TE_{01}$	$TE_{01}, TE_{21}, TE_{41} \dots$ $TM_{21}, TM_{41}, \dots$	①	$f_{c(01)} \sim f_{c(21)}$
		③	$f_{c(21)} \sim f_{c(41)}$
$TE_{02}$	$TE_{02}, TE_{22}, TE_{42} \dots$ $TM_{22}, TM_{42}, \dots$	①	$f_{c(02)} \sim f_{c(22)}$
		③	$f_{c(22)} \sim f_{c(42)}$
$TE_{11}$	$TE_{11}, TE_{31}, TE_{51} \dots$	②	$f_{c(11)} \sim f_{c(31)}$
$TM_{11}$	$TM_{11}, TM_{31}, TM_{51} \dots$		
$TE_{21}$	$TE_{01}, TE_{21}, TE_{41} \dots$	③	$f_{c(21)} \sim f_{c(41)}$
$TM_{21}$	$TM_{21}, TM_{41}, \dots$		

$f_{c(mn)}$  は  $TE_{mn}$  モードのカットオフ周波数  
( $TM_{mn}$ )

れ以上の周波数では②に変える必要があることがわかる。また  $TE_{20}$  モードの場合は，窓が対称であるため  $TE_{10}$  モードは散乱されず， $TE_{40}$  モードカットオフ周波数以下では①の等価回路が使えることがわかる。もちろん等価回路の形式は  $TE_{10}$  の場合と同じでも，伝送線路の電気長は  $TE_{20}$  モードの値を用い，窓の等価回路定数は  $TE_{20}$  モードに対する S マトリクス（アドミタンス）を用いる必要がある。

いま N 個の伝搬モードが窓によって結合するとすれば，窓の部分は式 (2.1.1) に示すような S マトリクスによってあらわすことができる。また窓と窓の間の導波管部分は長さ  $l$  の伝送

線路とみなすことができるので、次の  $2N \times 2N$  の S マトリクスになる。

$$(S) = \begin{pmatrix} 0 & S_\ell \\ S_\ell & 0 \end{pmatrix} \quad (2.2.1)$$

ここに  $S_\ell$  は

$$(S_\ell) = \begin{pmatrix} e^{-r_1 \ell} & & & 0 \\ & e^{-r_2 \ell} & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & e^{-r_N \ell} \end{pmatrix} \quad (2.2.2)$$

窓と導波管部分がそれぞれ S マトリクス表示された。これらが縦続接続された回路の特性を求めるためには、各々を T マトリクスに変換しその積をとり、再び S マトリクスに戻してやればよい。<sup>(4)</sup>

具体的な計算は重要度が高く、比較的低次のモードを対象にすることとし、 $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$  の 5 つのモードに対して、周波数特性を計算することにした。窓の等価回路は、 $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$  に対しては表 2.1 に示すアドミタンスの近似式を用い、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$  に対しては式 (2.1.37)<sup>\*</sup> を用いることにした。数値例は実験結果と比較するため、次節に示すことにする。

### 2.2.3 ミリ波帯域通過フィルタの周波数特性測定

帯域通過フィルタの周波数特性を多モード領域をも含めて測定するには、モードごとに特性が異なってくことに注意する必要がある。また、入射モードが 1 つでも、反射あるいは透過波は、2 つ以上のモードとなることがあるので、モードごとにわけて測定する必要がある。

そこで図 2.6 に示す測定回路を用いることにした。掃引発振器の出力を被測定 BPF に通した後検波してブラウン管に表示する。 $\alpha$  モード入力に対する  $\beta$  モードの出力を測定する時には、BPF の入出力端に図に示すように、 $TE_{10}$  モードから  $\alpha$  モードへの励振器、 $\beta$  モードから  $TE_{10}$  モードへの励振器、モードフィルタが接続される。<sup>\*\*</sup>  $\alpha$  モードの励振器は一般に、 $\alpha$  モ

\* 収束の速い級数であるので、 $t=1, 3, 5$  の第 3 項までをとって計算している。

\*\* モード励振器、モードフィルタについては 2.4 節で詳述する。

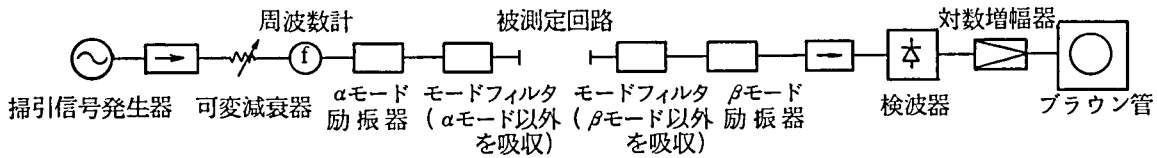


図 2.6 BPF の周波数特性測定回路

ードに対しては整合しているが、他モードに対しては大きな反射が出、測定結果にかなりの誤差を生むおそれがあるので、他のモードを吸収するモードフィルタを入れて整合条件を満たすようにしている。

ここでは、 $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{11}$ 、 $TE_{11}$  の 5 つのモードの測定を行うことにしているが、各々のモードに対して具体的には次のような方法を用いた。

- (1)  $TE_{10}$  波に対してはモード励振器は単なるテーパ導波管でよく、 $TE_{30}$  モードのカットオフ周波数までは他の伝搬モードは存在しないので、モードフィルタは不用となる。
- (2)  $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$  波に対してはそれぞれ専用のモード励振器を用意したが、この場合も  $TE_{40}$ 、 $TE_{21}$  ( $TM_{21}$ ) モードのカットオフ周波数まではモードフィルタは不用である。
- (3)  $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$  波に対しては、専用のモード励振器の他にモードフィルタが必須である。  
 $TM_{11}$  に対しては、 $TM$  モードは通過するが、 $TE$  モードは吸収するモードフィルタが得られたので、 $TM_{11}$  モード入力に対する  $TM_{11}$  モード出力はこれを用いて測定した。しかし、 $TM_{11}$  モードを吸収し、 $TE_{11}$  モードを通過させるよいモードフィルタは得られなかったもので、これが必要な実験 ( $TE_{11}$  波入力に対する  $TE_{11}$  波出力、 $TE_{11}$  波入力に対する  $TM_{11}$  波出力) は断念した。

実験に用いた BPF は、R-500 (断面寸法  $4.78 \times 2.39 \text{ mm}^2$ ) の方形導波管内にいくつかの対称な誘導性窓を配置した 4 段直結振幅平坦形であり、中心周波数は 43.8 GHz、3 dB 帯域幅は 1.5 GHz である。BPF は各々の窓の部分は化学エッチングで作るとともに、導波管部分も各単位にわけて作り、後で機械的に圧着して一体化したものである。<sup>[10]</sup> 測定周波数は 40~100 GHz である。表 2.4 には参考のため、R-500 方形導波管における各モードのカットオフ周波数を示す。

以下、このようにして測定した BPF の周波数特性を理論値とともに示し、モードごとに結

果を検討していく。

表 2.4 導波管のカットオフ周波数  
( R - 500 方形導波管の場合 )

モード	カットオフ周波数 (GHz)
TE <sub>10</sub>	31.39
TE <sub>20</sub>	62.78
TE <sub>30</sub>	94.18
TE <sub>01</sub>	62.78
TE <sub>11</sub>	70.19
TE <sub>21</sub>	88.79
TM <sub>11</sub>	70.19
TM <sub>21</sub>	88.79

(a) TE<sub>10</sub> モード

結果を図 2.7 に示すが、40～100GHz にわたり、理論値と実験値はほぼ一致している。TE<sub>10</sub> 波に対しても、設計中心周波数 43.8 GHz のほかに、69GHz に通過域が現われている。70 GHz 以上になると理論値と実験値の一致が悪くなる傾向がみられるが、これは計算に用いた窓のアドミタンスの近似度が周波数が高くなるにつれて悪くなるためである。また TE<sub>30</sub> モードカットオフ周波数である 94GHz 以上になると、特性が非常に乱れてくる。これは、この周波数

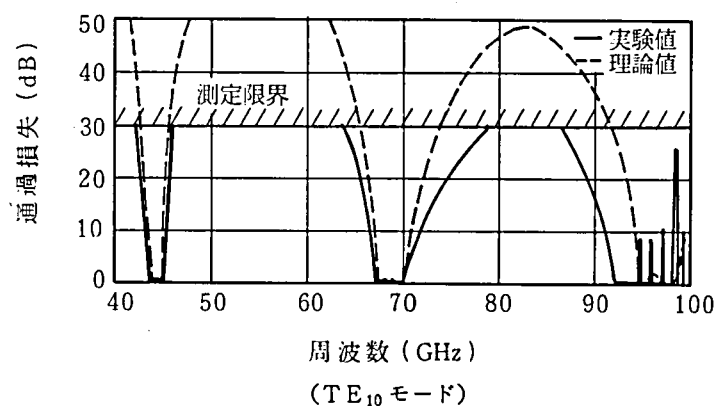


図 2.7 BPF の周波数特性

帯では測定回路，計算手法ともに  $TE_{10}$ ， $TE_{30}$  の 2 つのモードが存在することを考慮にいれた形に変更する必要があるためである。これらについては後にさらに詳しく論ずることとする。

(b)  $TE_{20}$  モード

このモードのカットオフ周波数は  $62.8\text{ GHz}$  であるので， $63\sim 100\text{ GHz}$  の特性を求め，図 2.8 に示した。理論値には  $71\text{ GHz}$  と  $88.5\text{ GHz}$  に非常に狭帯域の通過域が存在するが，実験ではそのような帯域は存在せず，全周波数にわたって測定限界 ( $30\text{ dB}$ ) 以上の通過損失となっている。

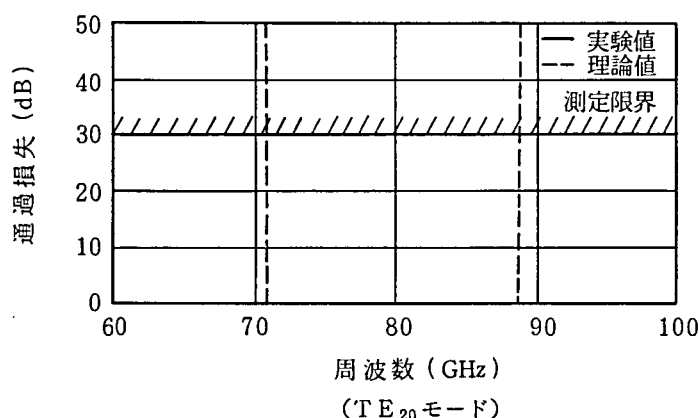


図 2.8 BPF の周波数特性

この理由は，外部  $Q$  ( $Q_{ext}$ ) に比べて熱損失に基づく無負荷  $Q$  ( $Q_u$ ) が十分大きい場合には負荷  $Q$  ( $Q_L$ ) も

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_u} \sim \frac{1}{Q_{ext}} \quad (2.2.3)$$

となり， $Q_{ext}$  で決まる共振特性に近くなるが， $Q_u$  より大きな  $Q_{ext}$  にしても

$$Q_L < Q_u \quad (2.2.4)$$

であるので， $Q_u$  より大きい  $Q$  をもつ共振特性は得られず，供給した電力も負荷で消費されず，大部分はフィルタの壁面損失となり，通過損失が増大するためである。これについても次項で詳述する。

(c)  $TE_{01}$  モード

図 2.9 に  $63\sim 100\text{ GHz}$  帯の特性を示す。理論値と実験値はよく一致している。しかし  $89$

GHz 以上になると  $TE_{21}$ ,  $TM_{21}$  モードが伝搬可能になるため, 理論, 実験ともこのままの形では不適當になり, 特性が乱れている。

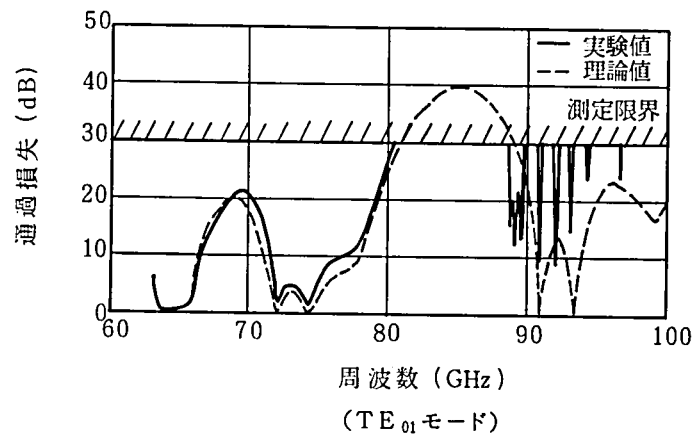
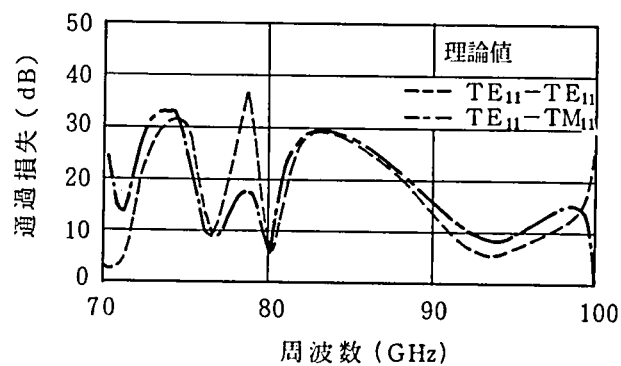


図 2. 9. B P F の周波数特性

(d)  $TE_{11}$  モード

$TE_{11}$  モード入力に対しては, 窓によって伝搬可能な  $TM_{11}$  モードを散乱するため,  $TE_{11}$  波と  $TM_{11}$  波の 2 つの出力波が存在する。これに対する実験は行わなかったので, 理論値のみを図 2.10 に示す。 $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$  の出力の周波数特性は似相った形になっている。



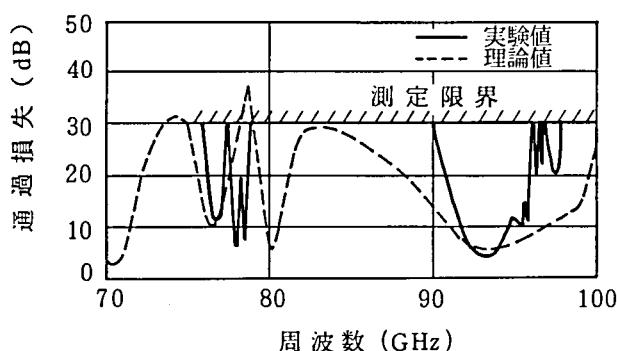
( $TE_{11}$  波入力に対する  $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$  波出力)

図 2.10 B P F の周波数特性



#### (e) $TM_{11}$ モード

$TM_{11}$  モードの場合の出力波も  $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$  の 2 つとなるが, 相反回路であるため,  $TM_{11}$  波入力に対する  $TE_{11}$  波出力と  $TE_{11}$  波入力に対する  $TM_{11}$  波出力は一致する。そこでここでは  $TM_{11}$  波出力の周波数特性のみを図 2.11 に示した。実験に用いた  $TM_{11}$  モード励振器は本質的に狭帯域であり, 75, 85, 95 GHz を中心周波数とする 3 種を用いている。しかし特性の良好な比帯域は 3 % 程度しかないので, その範囲でしか理論値との比較は意味が薄い。このことから見ると, 励振器の特性の良好な周波数帯では比較的良好に理論値と実験値は対応している。 $TM_{11}$  モード励振器の改良によってこの差異は解消されるものと考えられる。



( $TM_{11}$  波入力に対する  $TM_{11}$  波入力)

図 2.11 BPF の周波数特性

89 GHz 以下では今まで検討した 5 つのモードしか伝搬領域にならないので, 以上の結果によってこの周波数帯の BPF の特性は完全に記述できたことになる。ところで, 図 2.7~2.11 を見比べてみると, どのモードに対しても 82~85 GHz 帯では通過損失 25 dB 以上になっている。このことは多モード領域(この場合は 63 GHz 以上)においてもある特定の周波数帯に阻止域をもつ BPF の実現可能なことを示唆している。

### 2.2.4 理論値と実験値の相違に対する考察

多モード領域の BPF の周波数特性の理論的実験的検討の結果, BPF の特性がこのような領域でも理論的に予測可能となった。しかし若干の特性については, 先の検討では不十分な点

があり，それらについて詳しく検討する。ただ $TE_{10}$ 波に対する議論は，2.2.5以降のフィルタの新しい設計法と関連して取り上げるので，ここでは $TE_{20}$ 波に対する理論と実験の相違について考察する。

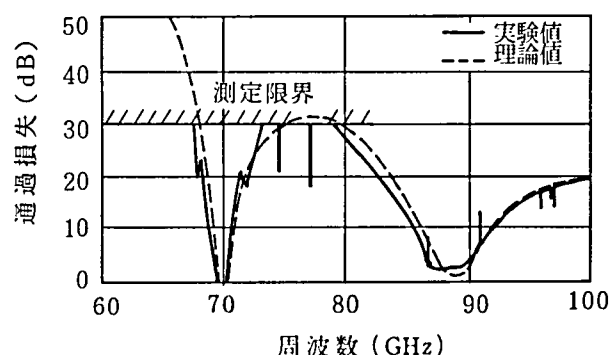
図2.8に示したように $TE_{20}$ 波に対しては，理論的に予測される通過域が実験では現われな  
い。この理由は次のように考えられる。共振器の無負荷 $Q$ および外部 $Q$ をそれぞれ $Q_u, Q_{ext}$   
とすれば，この共振器の通過中心周波数での損失 $L$ は次式で与えられる。<sup>[4]</sup>

$$L = 20 \log \left( 1 + \frac{Q_{ext}}{Q_u} \right) \quad (dB) \quad (2.2.5)$$

$Q_{ext} \ll Q_u$ であれば $L$ は十分小さいが， $TE_{20}$ モードのように非常に鋭い共振点をもつ場  
合には， $Q_{ext}$ は非常に大きな値となっているが， $Q_u$ はそれほど大きくないため， $L \rightarrow \infty$ と  
なり，共振点が現われなかったと考えられる。

これを定量的に確認するため，導波管の損失を考慮に入れて，線路の伝搬定数 $\gamma = j\beta$ のか  
わりに $\gamma = \alpha + j\beta$ とにおいてBPFの特性を計算し直した。ここに $\alpha$ としては $TE_{20}$ モードの  
導波管損失の理論値を用いた。この結果，全帯域にわたってBPFは $TE_{20}$ 波に対して大きな  
通過損失を持ち，実験と一致することが明らかになった。

更に定量的な検討をするため， $TE_{20}$ 波入力に対して比較的広い帯域幅となり，周波数特性  
によって理論と実験の比較ができるようなBPFを製作することにした。BPFとしては，  
 $TE_{20}$ 波に対して中心周波数70GHz，3dB帯域幅1GHz，2段直結振幅平坦形を設計した。  
この特性を図2.12に示す。理論値と実験値はかなり一致している。ただし実験値には時々鋭い



( $TE_{20}$ モードに対して広帯域に設計)

図2.12 BPFの周波数特性

落ちこみがあり，これは $TE_{20}$ モード励振器の不完全さのため $TE_{10}$ 波が混入し， $TE_{10}$ 波に対しては通過域となっていることによると考えられる。

この結果から， $TE_{20}$ 波に対する窓のアドミタンスの理論計算の正当性も証明されたことになる。

なお，2.2.3では $TE_{20}$ 波に対してはBPFには通過域が現われないと述べたが，これは $TE_{20}$ 波に対して極端に狭帯域となる場合だけであり，帯域幅が広ければ他のモードと同じように通過域も現われる。

## 2.2.5 高い帯域外周波数で阻止特性をもつ帯域通過フィルタの設計法

対称な誘導性窓を用いた方形導波管形BPFについて広く多モードが伝搬する周波数領域までその特性を理論的に予測することが可能になった。そこで通常のBPFとしての特性は保ちながらも，指定した高い帯域外周波数で阻止特性をもつBPFの設計法を提案する。ここではその例として，2.2.3で検討したBPF（中心周波数43.8 GHz，3 dB帯域幅1.5 GHz，4段直結振幅平坦形）について通過帯域の2倍の周波数（ここでは88 GHz）において阻止特性をもつ場合の設計法を述べる。

対称な誘導性窓を用いる直結形BPFでは，中心周波数・帯域幅・段数を定め，用いる導波管の断面の寸法を与えれば，よく知られた設計手順により窓の寸法とその導波管上の位置が決められる。<sup>[9]</sup> この設計法では，導波管としては標準導波管を用いるのが普通でこの場合には帯域外も含めて構造から特性が定まってしまう。そこで，導波管として標準導波管と断面の寸法を変えることによって，通過域近傍の特性は変化させることなく，帯域外特性を所望のものにすることを試みる。即ち図2.13に示すように実線の標準導波管の断面寸法 $a \times b$ を，破線の $a' \times b'$ に変えてBPFを設計するわけである。まず $b$ を指定した高い阻止周波数（88 GHz）において $TE_{01}$ モードがカットオフになるように $b'$ と短かくする。こうすれば，阻止周波数においても $TE_{m0}$ 波以外は伝搬しなくなるので，これ以外のモードに対する考慮は不要となる。<sup>\*</sup> 次に $a$ を変えながら通過中心周波数付近の特性<sup>\*\*</sup>は変化しないように窓の寸法および位置関係

---

\* これは必ずしも必須の条件ではなく，伝送モードの数を減らして設計を簡便化するための手法である。 $TE_{01}$ モードが伝搬可能な $b'$ にした場合でもBPFの特性上阻止域になっていけばよい。一般に $b$ を小さくすると導波管の損失は増えるので $b$ を小さくすることは必ずしも得策ではない。

\*\* 具体的には通過中心周波数，3 dB帯域幅，振幅最平坦特性。

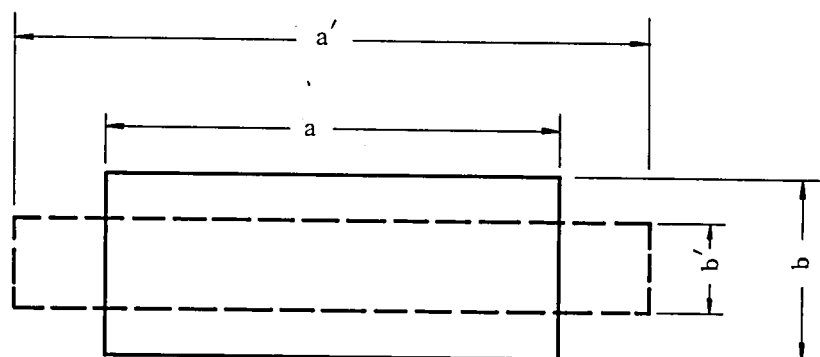


図 2.13 導波管断面の寸法

を設計しなおす。このようにすると中心周波数は同じのままで他の共振周波数は変化するので、これを利用して帯域外特性を希望のものにする。図 2.14 に  $TE_{10}$  モードに対する高次の共振周波数を計算した結果を示す。導波管の横幅  $a$  を変えても基本共振は  $43.8\text{ GHz}$  に固定されているが、2 次以上の共振周波数は  $a$  とともに変化する。この共振点から離れたところが阻止域となっているので、この図から  $88\text{ GHz}$  に阻止域をもつ BPF の  $a$  が定められる。ただしこの図は 2.2.2 で述べた  $TE_{10}$  モードの周波数特性と同様な手法で計算しており、窓で散乱されるモードのうち  $TE_{10}$  モードのみが伝搬領域にあることを仮定している。したがって  $TE_{30}$  モードのカットオフ周波数以上ではこのままでは使用できない。<sup>\*</sup>

以上の点を考慮して、所望の特性となる BPF の  $a$  を選んでやると、図中④および⑥がこれにあたるのが分かる。⑥は阻止域が高次の共振点の間にあるためそれだけ帯域として狭いこと、通過周波数が  $TE_{10}$  モードのカットオフ周波数に近いための通過損失が大きくなることを考えると、④の方が有利である。

なお④では、阻止域  $88\text{ GHz}$  において  $TE_{10}$  の他に  $TE_{20}$  モードも伝搬可能となるが、2.2.4 節で述べたように、この程度の帯域幅の BPF では  $TE_{20}$  波に対しては、通過域は現われない。

次に以上の設計法に従って試作した BPF の特性を述べる。BPF としては、中心周波数  $44.5\text{ GHz}$ 、 $3\text{ dB}$  帯域幅  $1.5\text{ GHz}$ 、阻止域  $89\text{ GHz}$  とし、4 段直結形振幅平坦特性を持つよう設計した。

---

\* 後に述べるように  $TE_{30}$  モードの伝搬領域でも周波数特性を計算して、 $TE_{30}$  モードカットオフ周波数以上の共振点を求めて図を書きかえればこの制限はなくなる。

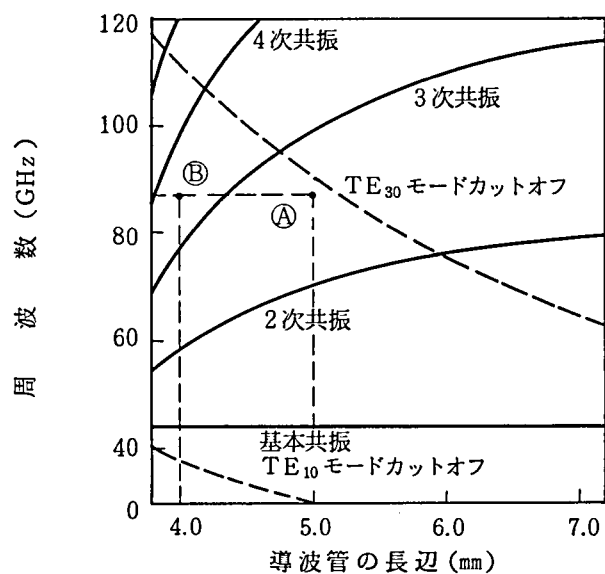
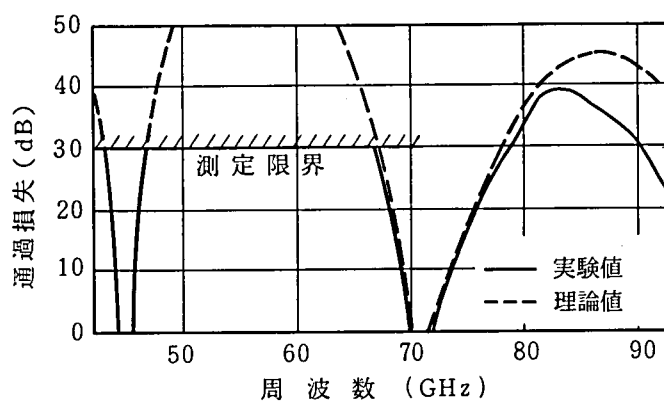


図 2.14 BPF の高次共振周波数 (  $TE_{10}$  モード )

導波管断面の寸法は、 $b' = 1.62 \text{ mm}$  とし、図 2.14 の A に対応するよう  $a' = 4.90 \text{ mm}$  に選んだ。  
この BPF は標準導波管と寸法が異なるので、前後にテーパ導波管を接続して、R-500 導波管に接続できるようにした。

図 2.15 にその特性を示す。実線は実験値、破線は理論値である。測定限界は今までの測定



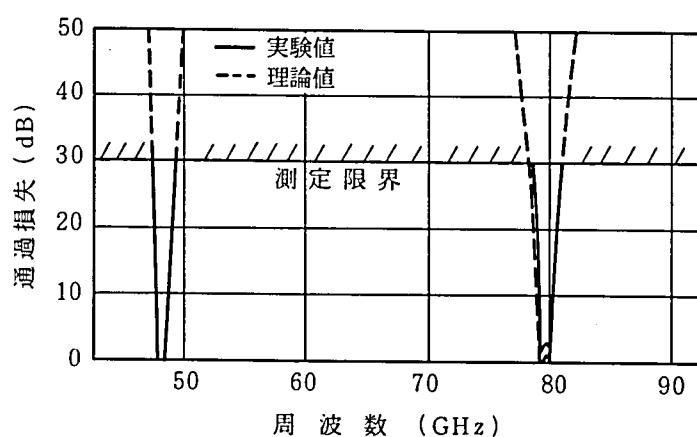
(  $TE_{10}$  モード )

図 2.15 BPF の周波数特性

回路で用いてきた掃引信号発生器の場合は 30 dB であったが、この BPF では阻止域の特性を詳しく評価するため、クラストロン発振器による CW 源を用いて 80~90 GHz 帯の測定感度を上げている。BPF は所望の帯域通過特性を示すとともに、89 GHz 付近では 30 dB 程度の減衰量をもつ阻止域があらわれている。理論値と実験値は低い周波数帯では非常によく一致しているが、80 GHz 以上になるとずれがでてくる。これについては 2.2.6 で触れる。

TE<sub>10</sub> 以外のモードに対しては通過域はでないように設計されているが、その確認実験を行った。TE<sub>20</sub>、TE<sub>01</sub> 波を BPF に入力して、63~92 GHz 帯での通過損失を測定し、いづれも測定限界の 30 dB 以上となり、問題のないことを確めた。

同様の設計法によって別の仕様（中心周波数 48.15 GHz，3 dB 帯域幅 360 MHz，4 段直結振幅平坦形，阻止域は中心周波数の 1.5 倍 = 72 GHz）の BPF を試作し，特性を測定した結果を図 2.16 に示す。理論値と実験値はよく一致しており，所望の特性が得られた。



(TE<sub>10</sub> モード)

図 2.16 BPF の周波数特性

## 2.2.6 高い阻止帯域の特性に対する検討

高い帯域外周波数で阻止特性をもつ BPF の設計と特性を述べてきたが、図 2.15 に示すように高い阻止域で理論値と実験値が離れていく傾向があり、また TE<sub>30</sub> モードカットオフ周波数以下に限定されていたので、これらについて検討を加えることにする。

まず阻止域での誤差を考える。BPF の特性を計算する際、TE<sub>10</sub> モードの窓のアドミタン

スとして

$$y_{[10]} = -j \frac{\lambda_{g[10]}}{a} \cot^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \quad (2.2.4)$$

という近似式を用いた。式(2.2.4)は周波数が高くなるほど近似度が劣化するので、これによる誤差がまず考えられる。この式の導出には2つの近似が用いられている。1つは変分法を用いていることから窓の電界を非常に簡単な形に仮定している点であり、もう1つは無限級数の収束が速いことからその初項のみを採っている点である。

後者の近似度を改善するため、第2項まで採ると

$$y_{[10]} = -j \frac{\lambda_{g[10]}}{a} \cot^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \cdot \left\{ 1 + \frac{a}{\pi} \left( r_{[30]} - \frac{3\pi}{a} \right) \alpha_2^2 (1 - \alpha_2^2) \right\} \quad (2.2.5)$$

ここに

$$\alpha_2 = \sin \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \quad (2.2.6)$$

となり、更に前者の近似も改善してより正確な式を求めると、<sup>(2)</sup>

$$y_{[10]} = -j \frac{\lambda_{g[10]}}{a} \cot^2 \left( \frac{\pi d}{2a} \right) \cdot \left\{ 1 + \frac{3 \left( r_{[30]} - \frac{3\pi}{a} \right) \alpha_2^2 (1 - \alpha_2^2)}{\frac{3\pi}{a} + \left( r_{[30]} - \frac{3\pi}{a} \right) \alpha_2^6} \right\} \quad (2.2.7)$$

となる。式(2.2.5)、(2.2.7)において $r_{[30]}$ はTE<sub>30</sub>モードの伝搬定数であり

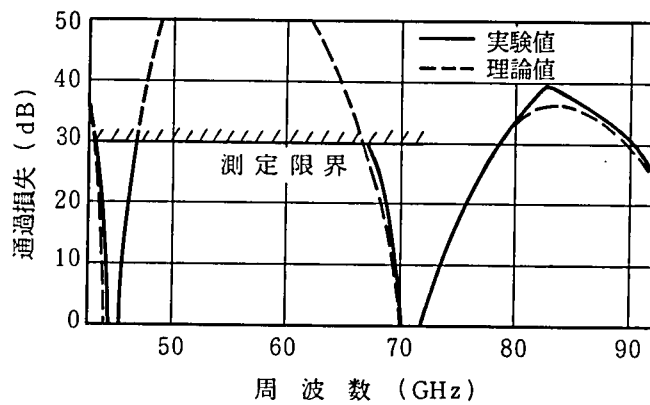
$$r_{[30]} = \sqrt{\left( \frac{3\pi}{a} \right)^2 - \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2} \quad (2.2.8)$$

であるので、低い周波数では

$$r_{[30]} \sim \frac{3\pi}{a} \quad (2.2.9)$$

となり、(2.2.5)、(2.2.7)のかっこ内第2項は0となり、式(2.2.4)と一致する。

まず( 2.2.5 )を用いて計算し直し，それを実験値と比較し，図 2.17 に示した。両者はよく一致しており，誤差の原因はアドミタンスの高次項によるものであることが明らかになった。



( TE<sub>10</sub> モード )

図 2.17 BPF の周波数特性

念のため( 2.2.7 )を用いて計算したが，( 2.2.5 )を用いた値と極めてよく一致する。周波数の高いところではわずかな差異を生ずるが，それも90GHz の通過損失が( 2.2.5 )では29.5dB，( 2.2.7 )では29.1dBと1%程度である。この理由は，BPFに用いる窓の開き幅が小さく，そのため $\alpha_2^6$ が小さくなって，両方の式ともほぼ同じ値になるためである。

以上の検討から，窓のアドミタンスを正確に表現する式を用いれば，BPFの周波数特性も正確に予測できることが明らかになった。次にアドミタンスの値が近似式によってどの程度違っているのか調べてみた。表 2.5 に，( 2.2.4 )，( 2.2.5 )，( 2.2.7 )の3式を用いて計

表 2.5 窓のアドミタンスの計算値

a = 5 mm

d (mm)	45.0 (GHZ)			65.0 (GHZ)			85.0 (GHZ)		
	y[10]*	y[10]**	y[10]***	y[10]*	y[10]**	y[10]***	y[10]*	y[10]**	y[10]***
1.00	-j16.923	-j16.335	-j16.335	-j9.847	-j9.059	-j9.059	-j7.140	-j5.895	-j5.894
2.00	-j 3.385	-j 3.077	-j 3.075	-j1.970	-j1.557	-j1.552	-j1.428	-j0.776	-j0.757
3.00	-j 0.943	-j 0.857	-j 0.854	-j0.549	-j0.434	-j0.423	-j0.398	-j0.216	-j0.174
4.00	-j 0.189	-j 0.182	-j 0.181	-j0.110	-j0.101	-j0.098	-j0.080	-j0.066	-j0.052

y[10]\* 式( 2.2.4 )による値

y[10]\*\*式( 2.2.5 )による値

y[10]\*\*\*式( 2.2.7 )による値



算したアドミタンスを示した。表から分かるように周波数の低い時には3つの式による値は比較的よく一致している。(2.2.4)は $d \simeq 0$  or  $a$ の時はかなりよい近似となるが、 $d \simeq a/2$ の時は10%程度の誤差がでる。周波数が高くなると、3つの式による値はかなり異なってくるが、 $d$ が小さい時は(2.2.5)と(2.2.7)はほぼ一致する。試作したBPFでは $d/a = 0.2 \sim 0.4$ 程度であるため、(2.2.5)による特性と(2.2.7)による特性に殆んど差違が見られなかったものと考えられる。

## 2.2.7 多モード領域に阻止特性をもつ帯域通過フィルタの設計法

高い帯域外周波数で阻止特性をもつ帯域通過フィルタの設計法については2.2.5に詳述した。そこでは設計を簡単化するために、伝搬モードを制限し事実上 $TE_{10}$ モードのみに対して、高次の通過域を変化させる方法を用いた。しかし更に高い周波数に阻止域を持つBPFを設計しようとするれば、必然的に $TE_{30}$ モードも伝搬する周波数領域を扱う必要が生ずる。この場合は、 $TE_{10}$ と $TE_{30}$ の2つのモードを考慮した等価回路解析となり、これは $TE_{11}$ と $TM_{11}$ 波に対する扱いと同様の手法を用いればよい。 $TE_{30}$ モードが伝搬可能になるようなより高い多モード周波域のBPFの設計を考えるため、具体的に特性を求めてみよう。

$TE_{50}$ モードがカットオフの範囲では、図2.5の等価回路の⑥によって表わすことができる。窓のSマトリクスは、2.1節で述べた解析法によって求めることができ、付録A.2.2.1に示す式で与えられる。この等価回路を用いて、BPFの周波数特性を計算し、図2.18に示した。これは図2.17に示したBPFについて、 $TE_{30}$ のカットオフ周波数以上での特性を求めたものである。破線は $TE_{10}$ 波入力に対する $TE_{10}$ 波出力、1点鎖線は $TE_{10}$ 波入力に対する $TE_{30}$ 波出力、2点鎖線は $TE_{30}$ 波入力に対する $TE_{30}$ 波出力である。3つの特性は傾向的にかなり似通っており、100, 120, 140 GHz付近は阻止域になっていることがわかる。 $TE_{30}$ モードのカットオフ周波数91.8 GHzでは、1点鎖線、2点鎖線は無限大となり、破線の点は図2.17のこの周波数点と一致する。

計算結果を確かめるため、実験を行った。 $TE_{10}$ と $TE_{30}$ の2つのモードが存在するので、図2.6の測定回路を用いる必要がある。しかし $TE_{30}$ モード励振器や $TE_{10}$ と $TE_{30}$ を分離して取り出せるモードフィルタなどの測定部品がなかったので、 $TE_{10}$ 波入力に対する $TE_{10}$ 波出力のみを測定した。 $TE_{10}$ 波はテーパ導波管を通じてBPFに入るので、BPFで発生した

$TE_{30}$  波はモードフィルタがないと、テーパ導波管で反射し BPF 内に閉じ込められ、測定誤差の原因となる。このため回転形抵抗減衰器を入れて、 $TE_{30}$  波を減衰させるようにした。

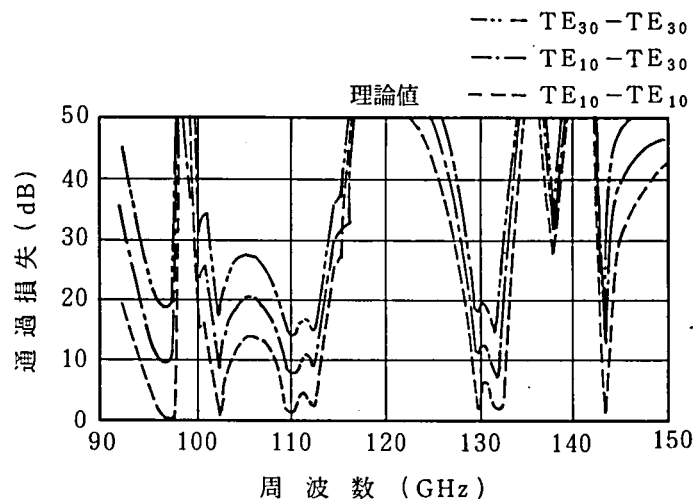
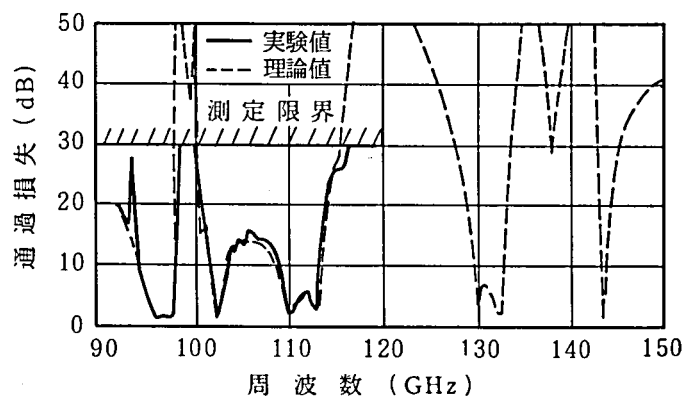


図 2.18 BPF の周波数特性

図 2.19 はこのようにして測定した BPF の特性を理論値と比較したものである。92～123 GHz にわたって理論値と実験値はよく一致している。94 GHz 付近にあるピークは BPF と R-500 導波管をテーパで接続しており、R-500 の  $TE_{30}$  モードのカットオフ周波数 (94.2 GHz) で BPF 内の  $TE_{30}$  波が反射するためと考えられる。



( $TE_{10}$  波入力に対する  $TE_{10}$  波出力)

図 2.19 BPF の周波数特性

以上のように、 $TE_{10}$  波と  $TE_{30}$  波が伝搬可能となる周波数帯でも BPF の周波数特性を理論的に予測し、阻止域を見い出すことが可能である。したがって図 2.14 の  $TE_{10}$  波に対する高次共振特性を、 $TE_{30}$  モードのカットオフ周波数以上に拡張した図を作ることにより、更に高い周波数に指定の阻止域を持つ BPF を設計することができる。

## 2.2.8 ま と め

対称な誘導性窓を用いた方形導波管形 BPF の特性を、多モードとなるような高い周波数帯をも含めて理論的に検討した。

2.1 節で求めた窓に対する等価回路表示の理論式を用いることによって、 $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{11}$ 、 $TE_{11}$  モードに対する BPF の周波数特性を解析した。これを実験値と比較し、理論の正当性を確認した。

次いで、この結果を用いて通過周波数近傍では所期の帯域通過特性を保持しながら、指定の高い周波数で阻止特性を持つ BPF の設計法を提案した。そしてミリ波帯でそのような BPF を試作し、設計法の正当性を確認した。このような BPF は実際のマイクロ波ミリ波無線通信装置に有効に用いることができよう。

## 2.3 多モード方形導波管における低域通過フィルタ<sup>(9)(10)</sup>

### 2.3.1 ま え が き

方形導波管は基本モードである  $TE_{10}$  波のみが伝搬する周波数領域で用いられるのがほとんどであり、また導波管は  $TE_{10}$  波のカットオフ周波数以下の波は通さないという性質をもっているため、高域通過フィルタは非常に簡単であるが、低域通過フィルタの設計は難かしくなる。

フィルタとしては、必要な信号周波数帯域以外の不要成分を抑えることが要求されるが、通常問題となる不要波は信号周波数近傍に限られるので、帯域通過フィルタを用いれば問題は解決される。不要波が信号周波数より低い場合には、構造が帯域通過フィルタより簡単なカットオフ形の高域フィルタを使うことができるので、これも広く利用されている。

ところが不要波が信号周波数より高い場合には、低域通過フィルタを用いる必要がある。この低域フィルタとしては次の 2 つのタイプのものが考えられる。

- (1) 不要波の周波数が、信号周波数に近くて、鋭い切れ味が必要なもの。ただし不要波は信

号近傍のみしかなく、 $TE_{10}$  モードの特性のみを考慮して設計すればよいもの。

- (2) 不要波の周波数が、信号周波数の2倍とか3倍とかに当たる場合で、切れ味は悪くとも目的とする周波数で必要な阻止量を確保すればよいもの。ただし不要波の周波数が高くなるので、多モード特性を考慮した設計法が必要なもの。

(1)のタイプの低域通過フィルタは、これに対応した帯域フィルタより特性や構造面で有利なものが、ミリ波帯では見当らず、低域通過フィルタは(2)のタイプが重要である。

このような方形導波管の低域通過フィルタとしては、コルゲート形とワッフルアイアン形がよく知られている。<sup>[9]</sup>ミリ波帯においてもいくつかの試作が行われコルゲート形に関しては文献[11]に、ワッフルアイアン形に関しては文献[12]にその特性が報告されている。

しかし先にも指摘したように、低域通過フィルタの阻止域が導波管の多モード領域にあたる場合には、 $TE_{10}$  モード以外の特性も明らかにする必要がある、上記の報告はこの点に関する検討が不十分である。

もっとも従来からコルゲート形フィルタは $TE_{10}$  波に対してしか低域通過特性を示さず、多モード領域で用いることは不適當であり、このような場合はワッフルアイアン形を用いるべきであることが指摘されている。<sup>[9]</sup>しかしフィルタの特性をモードごとに分析して理論的実験的に検討したものは見当らない。

本論文では、まずコルゲート形フィルタをとりあげ、従来の $TE_{10}$  モードの等価回路を高次のモードにも拡張して、各種のモードに対する周波数特性を理論的に求め、実験値と比較する。この検討から、多モード領域でのコルゲート形フィルタの特性が明らかになったので、特性改善の一方法を提案する。またワッフルアイアン形フィルタに対しては、種々のモードの入力に対する周波数特性の実験結果を報告する。

## 2.3.2 各種モードに対するコルゲート形フィルタの周波数特性解析

図2.20にコルゲート形フィルタの構造を示す。フィルタ部とインピーダンス変成器部の2つの部分から成り立っている。フィルタ部は導波管の高さをステップ的に変化させてインピーダンスを変え、これを周期的に繰り返すことによって、低域通過特性を得ている。変成器部はフィルタ部のインピーダンスを標準導波管のそれと整合をとるためのものである。このようにコルゲート形フィルタは導波管の高さのみが変化する構造のため、後に述べるワッフルアイア

ン形フィルタに比して，製作が容易であり，理論際取り扱いも簡単になる。

次にこのフィルタの等価回路を考えてみよう。コルゲート形フィルタには，導波管の高さの



図 2.20 コルゲート形フィルタの構造

低い部分があるため，通常問題となる周波数帯では， $TE_{m0}$  モード以外はすべてカットオフとなり，十分な阻止特性を示すと考えられる。したがってここでは  $TE_{m0}$  モードに対して考察しておけばよい。

#### (イ) $TE_{10}$ モード

$TE_{10}$  波に対する等価回路は，フィルタ部と変成器部にわけて考えられる。

フィルタ部の 1 セクションの半区間の等価回路は図 2.21 に示す形であらわすことができる。

(9)(13)(14) 導波管の特性アドミタンスが高さが変化したことにより  $y_{01}$  から  $y_{02}$  に変わるとと

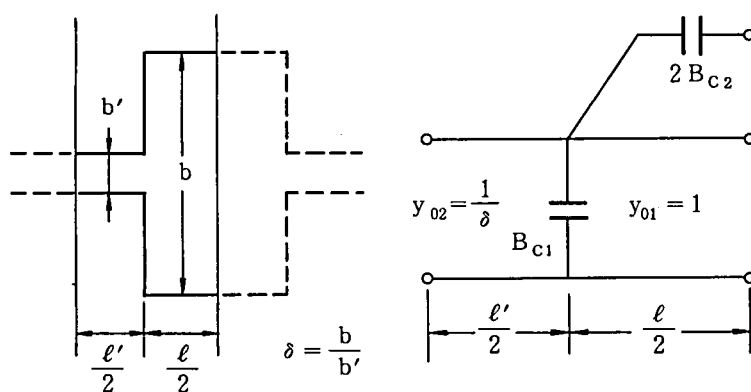


図 2.21 コルゲート形フィルタのフィルタ部半区間の等価回路

もに、不連続部のサセプタンス  $B_{c1}$  ,  $B_{c2}$  がついた形になっている。ここに、 $\delta$  ,  $B_{c1}$  ,  $B_{c2}$  は図に示した値である。

また変成器部の 1 セクションの等価回路は図 2.22 に示すように、導波管のインピーダンスが変化するとともに不連続によるサセプタンス  $B$  がついた形となる。<sup>[3]</sup> ここに  $B_{c2}$  対応するようなサセプタンスがないのは、この部分の不連続部が互いにかなり離れているとともに、この場合には、となりのステップとの間に強い電界結合が生じないためである。

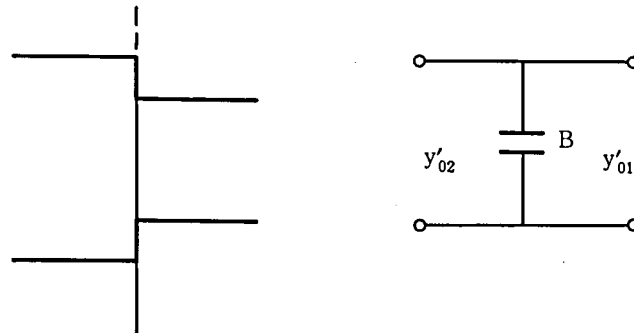


図 2.22 コルゲート形フィルタの変成器 1 セクションの等価回路

各部分の等価回路をこのように定めることができたので、各部分を 2.2 節と同様の手順、即ち各部分の T マトリクスを求め、その積をとることによって、全体としての特性を求めることができる。

#### (ロ) TE<sub>20</sub> モード

TE<sub>20</sub> 波をコルゲート形フィルタに入れた時の等価回路を考えてみよう。コルゲート形フィルタは導波管の高さ方向のみの変化を利用している。このようなフィルタに TE<sub>20</sub> 波を入れた時を考えると、フィルタの不連続によって電磁界は高さ方向には乱れを生ずるが横方向成分には変化は生じない。したがって導波管の H 面の中央に E 面に平行な金属板をおいてもフィルタ部分の電磁界は何も変化しない。このことは、コルゲート形フィルタに TE<sub>20</sub> 波を入射した時の周波数特性は、導波管の横幅が半分になったところに TE<sub>10</sub> 波を入射した時と等価であることを意味している。このような対応関係を考えれば TE<sub>10</sub> 波に対するコルゲート形フィルタの等価回路は図 2.21, 2.22 において  $a \rightarrow a/2$  と置きかえることによって得られる。

このような関係は  $TE_{20}$  波だけでなく、すべての  $TE_{m0}$  波に対していえることであり、 $TE_{m0}$  波に対しては同様な手法で計算できる。

具体的な計算例については実験結果と合わせて示し、検討を加えることにする。

### 2.3.3 コルゲート形フィルタの周波数特性の測定結果

コルゲート形フィルタの周波数特性は入射モードによって異なるため、それに適した測定回路を採用する必要がある。

測定に用いた回路は図 2.23 に示すように、掃引信号発生器の出力をモード変換器によって、所望のモードに変換し、被測定回路であるコルゲート形フィルタを通し、その後再び  $TE_{10}$  モードに戻して検波しブラウン管に表示する。

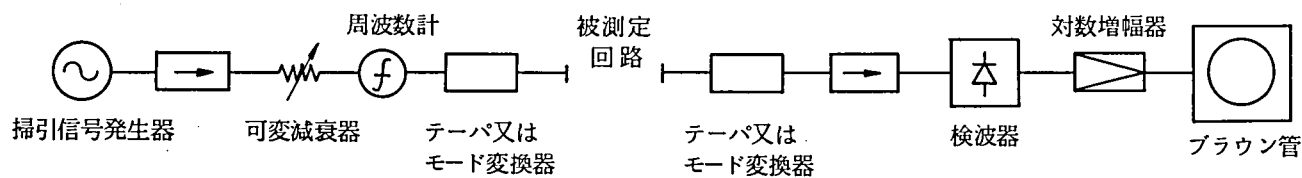


図 2.23 測定回路

モード励振器には、次節に述べるものを用いており、検討したモードは問題としている周波数で伝搬可能な  $TE_{10}$  ,  $TE_{20}$  ,  $TE_{01}$  である。

この測定回路は、次のような考察から、ここでの測定周波数では妥当であることがわかる。すなわち、コルゲート形フィルタでは導波管の高さのみをステップ状に変化させており、用いたフィルタではこの変化は上下対称である。したがってこのステップで発生する高次モードは  $TE_{10}$  波入力時には  $TE_{12}$  ,  $TE_{14}$  ,  $TE_{16}$  …と  $TM_{12}$  ,  $TM_{14}$  ,  $TM_{16}$  …のみであり、 $TE_{20}$  波入力時は  $TE_{22}$  ,  $TE_{24}$  …,  $TM_{22}$  ,  $TM_{24}$  …であり、 $TE_{01}$  波入力時は  $TE_{03}$  ,  $TE_{05}$  …である。この中の最低次  $TE_{12}$  ,  $TM_{12}$  でも 2 倍波程度しか考えない低域フィルタでは十分高いカットオフ周波数となって、フィルタ近傍に evanescent waves となってたくわえられ、外部からは純リアクタンスと見なせるため、この測定法で十分である。

ただ問題とする周波数域がもっと広い場合には、モード変換によって伝搬領域にある高次モードが入出力端子に現われるので、これに対する対策を講じておく必要がある。

実験に用いたフィルタは、R-500系の導波管を用いて構成し、通過中心周波数 42.8GHz,

阻止域が60GHz 以上になるように設計されたものである。

以下モードごとに理論，実験の両者を比較，検討していこう。

(イ)  $TE_{10}$  モード

$TE_{10}$  波をフィルタに入射した時の通過損失の周波数特性を図 2.24 に示す。実線が実験値，

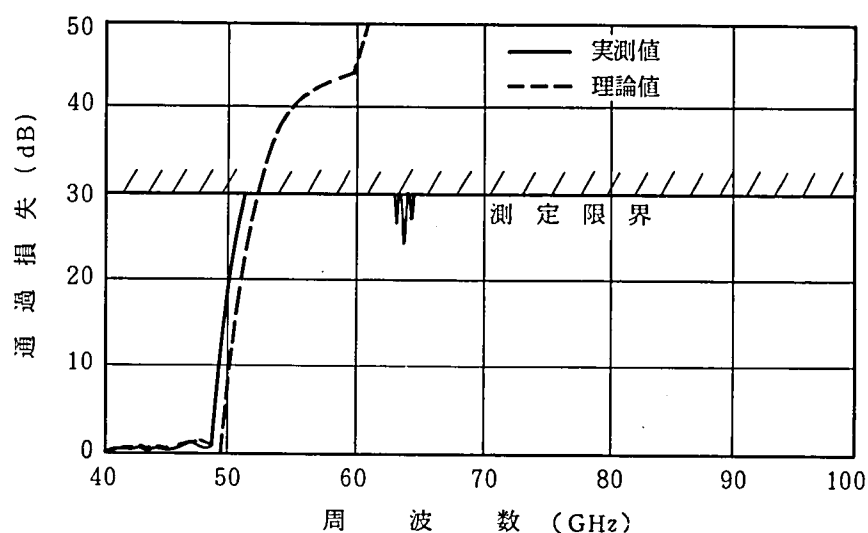


図 2.24 コルゲート形低域通過フィルタの周波数特性  
( $TE_{10}$  波入力時)

破線が理論値である。40～48GHz が通過域，52～100GHz が阻止域であり，設計値より若干低い方へ周波数がずれている。阻止域での損失は大部分は測定限界（30dB）以上へなっているが，64GHz 付近で25dB程度に減少する点が見られる。この点はフランジの接続法を変えたり，テーパ導波管を取り換えたりすると，別の周波数に移ったり消えたりして再現性がない。この周波数は後に述べるように $TE_{20}$  波に対しては通過域にあっており，実験系の不完全さから $TE_{20}$  モードの混入が原因と考えられる。このことは $TE_{10}$  波は通すが， $TE_{20}$  波は吸収するモードフィルタを入れると，このような現象が現われないことから明らかである。

(ロ)  $TE_{20}$  モード

$TE_{20}$  モードのカットオフ周波数63GHz から100GHz にわたって， $TE_{20}$  波に対する周波数特性を求め，図 2.25 に示した。63～72GHz が通過域，75～100GHz は阻止域になっており，理論値と実験値はよく対応している。 $TE_{10}$  波に対する阻止域内にも $TE_{20}$  波の通過



域のあることがわかる。このことから図 2.24 の低域通過特性は  $TE_{10}$  波に対してしか保証されない。また 94～100 GHz 付近の落ち込みは  $TE_{30}$  波の影響である。

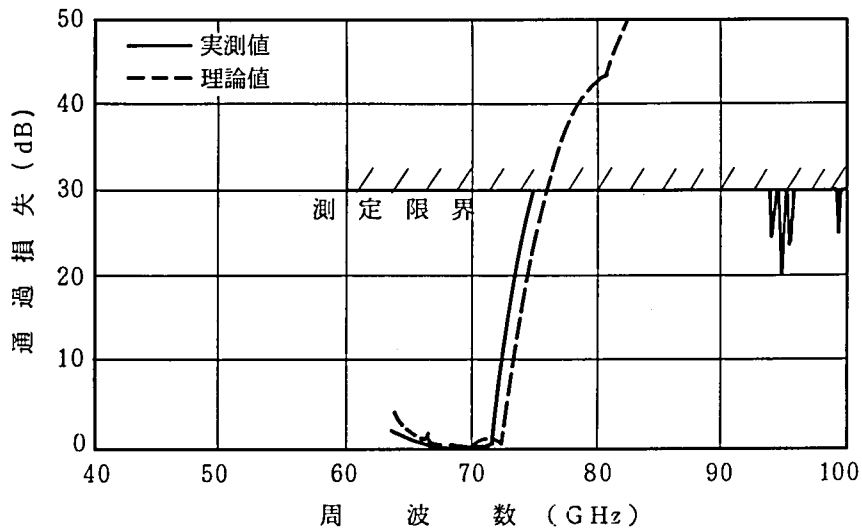


図 2.25 コルゲート形低域通過フィルタの周波数特性  
( $TE_{20}$  波入力時)

#### イ) $TE_{01}$ モード

コルゲート形フィルタは導波管の高さを低くするので、 $TE_{01}$  モードはカットオフになり十分な減衰量が得られると考えられるが、その確認実験を行った。その結果 63～100 GHz にわたり通過損失は測定限界 (30 dB) 以上となり問題ないことが明らかになった。

以上をまとめてみると、コルゲート形フィルタでは阻止域においても、 $TE_{20}$  波に対しては通過域となることがあり、低域通過フィルタとして不都合である。具体的には、 $TE_{10}$  波に対しては、30 dB 以上の阻止量のあるところと考えれば阻止域が 52～100 GHz にわたっているが、 $TE_{20}$  波に対しては 63～72 GHz は通過域となってしまう。また 94 GHz からは  $TE_{30}$  波があらわれ、これの通過域となってしまう。どのようなモードの入力があっても確実に阻止特性を保証できるのは結局 52～63 GHz と 72～94 GHz だけとなる。阻止域の阻止量として 50 dB を要求すれば、阻止域としては 82～94 GHz だけとかなり狭くなってしまうことがわかる。

### 2.3.4 コルゲート形フィルタの高次モード特性改善に対する考察

2.3.3 で述べたように、コルゲート形フィルタは $TE_{10}$ 波に対して低域通過特性をもつように設計されたものであり、他のモードに対してはいっさい配慮されていない。したがって低域通過フィルタとしての用途はかなり限定されたものにならざるを得ない。しかし低域フィルタとしてはできるだけ広い阻止域をもっていることが望ましく、そのため $TE_{m0}$  ( $m \geq 2$ ) 波に対してもその特性を制御してやる必要がある。その方法としては、

① モードフィルタを用いて $TE_{m0}$  波を吸収する

② カットオフ形高域通過フィルタを用いて $TE_{m0}$  波を反射する

が考えられる。①の方法は次節で述べるモードフィルタを活用することによって実現可能であるが、減衰量を大きくとることが難しい。②の方法は筆者が提案したもので、<sup>(9)</sup> 原理は簡易で実現も容易であり、 $TE_{m0}$  波に対してかなり大きな阻止量を確保することができ、有効な方法である。

この原理は次のようなものである。図 2.26 に示すようにコルゲート形フィルタとカットオフ形高域フィルタを縦続接続する。カットオフ形フィルタは導波管のカットオフ特性を利用して高域通過特性を実現するものであるため、どのモードに対してもそのモードのカットオフ周波数以下の波は阻止し、それ以上の波は通過させる性質をもっている。したがってたとえば、カットオフ周波数 40 GHz の高域通過フィルタは、 $TE_{20}$  波に対してはカットオフが 80 GHz、 $TE_{30}$  波に対してはカットオフが 120 GHz の高域通過フィルタとなる。このことから図 2.26 に示したようにコルゲート形フィルタとカットオフ形フィルタを縦続接続した特性は、次のようになる。まず $TE_{10}$  波に対しては、カットオフフィルタのカットオフ周波数  $f_c$  から上の周波数でコルゲート形フィルタの通過域の波は通し、それ以上の周波数ではコルゲート形フィルタの周波数特性がそのままあらわれる。

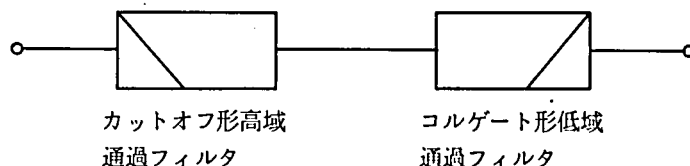


図 2.26 コルゲート形低域通過フィルタの特性改善の一方法

$TE_{20}$  波に対しては、カットオフフィルタのカットオフ周波数までは  $TE_{20}$  波を阻止することができるので、コルゲート形フィルタがこの周波数では  $TE_{20}$  波に対しては通過域になっていても、阻止特性を確保できる。 $TE_{30}$  以上の高次モードに対しても同様の作用をする。

次にこの考え方を実験によって確認することにした。コルゲート形フィルタとしては、2.3.3 と同じものを用い、カットフィルタとしては、 $TE_{10}$  波に対して 40 GHz でカットオフになるものを用いた。

まずカットオフフィルタの特性を測定した。その結果を図 2.27 に示す。 $TE_{10}$  波に対しては、40 GHz をカット周波数とする高域通過特性を示している。また  $TE_{20}$  波に対しては、80 GHz をカットオフ周波数にもつ高域通過特性を示す。なお 78 GHz 付近に  $TE_{20}$  波の通過損失の少なくなる点があるが、これは  $TE_{20}$  波のモード励振器に  $TE_{10}$  もしくは  $TE_{01}$  波が混入したためと考えられる。

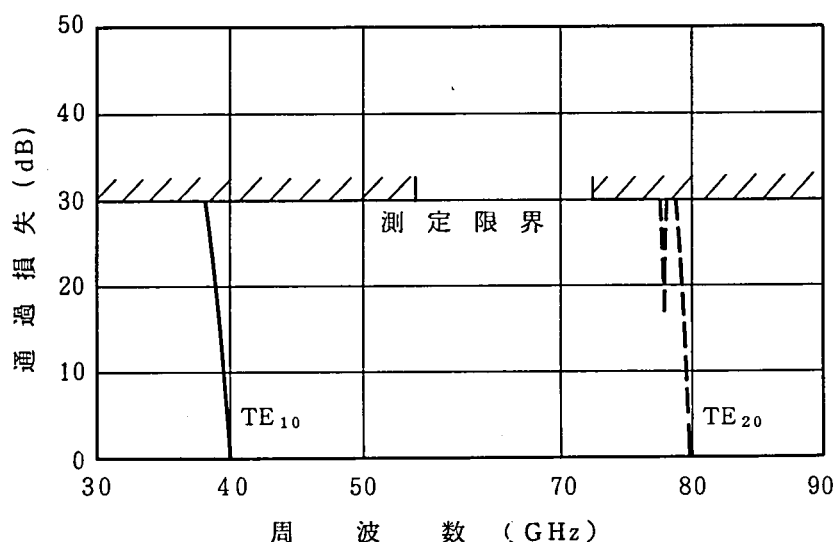


図 2.27 カットオフ形高域通過フィルタの周波数特性測定結果

次にコルゲート形フィルタとカットオフフィルタを縦続接続した時の特性を測定した。図 2.28 は  $TE_{10}$  波に対するものであって、図 2.24 のコルゲート形フィルタの特性と図 2.27 のカットオフフィルタの特性を重ね合わせたものになっている。42～45 GHz が通過域であるがここでの通過損失は若干増える。また図 2.24 には 65 GHz 付近に  $TE_{20}$  波の影響と見られる落ちこみがあらわれていたが、これはなくなっている。

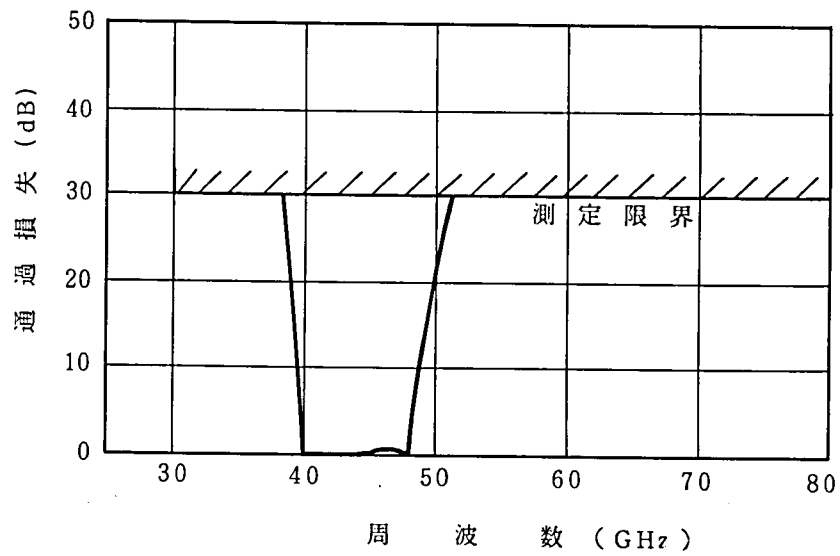
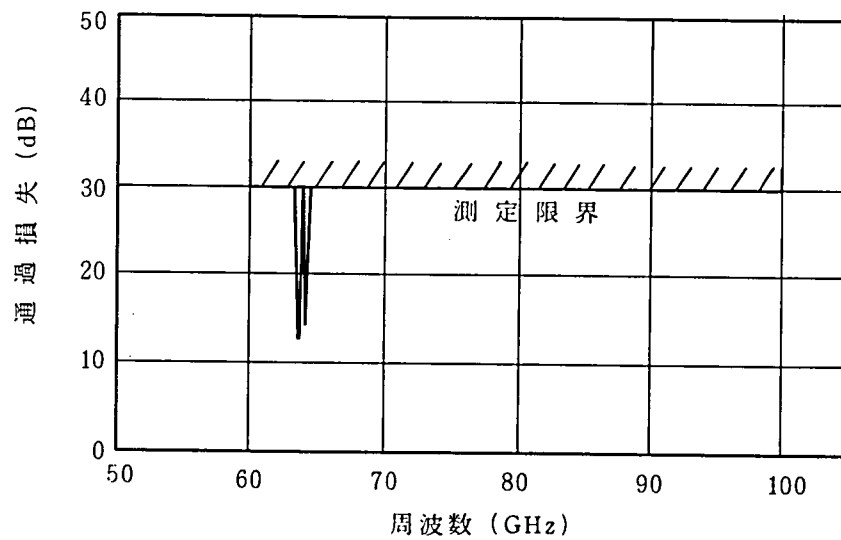


図 2.28 カットオフ形フィルタとコルゲート形フィルタを組合せた特性の測定結果  
(TE<sub>10</sub> 波入力時)

TE<sub>20</sub> 波に対する特性を図 2.29 に示す。TE<sub>20</sub> 波に対しては、コルゲート形フィルタの通過域 63～75 GHz を、カットオフフィルタによって阻止することができるので、広い周波数



(TE<sub>20</sub> 波入力時)

図 2.29 カットオフ形フィルタとコルゲート形フィルタを組合せた特性の測定結果

で完全な阻止特性が期待できる。63～100 GHz にわたる測定によれば、64 GHz 付近を除いて測定限界の 30 dB 以上の阻止量が得られており、このような方法の有効性が確認できた。

64 GHz 付近の落込みは、標準導波管の  $TE_{20}$  波のカットオフ周波数が 62.78 GHz であり、 $TE_{20}$  波の管内波長が非常に長くなり、モード励振器自身の特性が非常に悪くなるためと考えられる。

このようにコルゲート形フィルタに対しても、 $TE_{m0}$  波の影響を除去して、あらゆる高次モードに対して阻止特性が保証できる低域通過フィルタが得られることが明らかになった。

### 2.3.5 多種モードに対するワッフルアイアン形フィルタの周波数特性測定結果

ワッフルアイアン形フィルタの構造を図 2.30 に示す。コルゲート形とよく似た構造をしているが、フィルタ部は高さが変化だけでなく、切り込みが入っており、導波管中に多数の突起物がおかれたような形である。このようにワッフルアイアン形フィルタは構造が複雑になるため、周波数が高くなるにつれて製作が困難となるとともに、理論的な取り扱いも難しい。

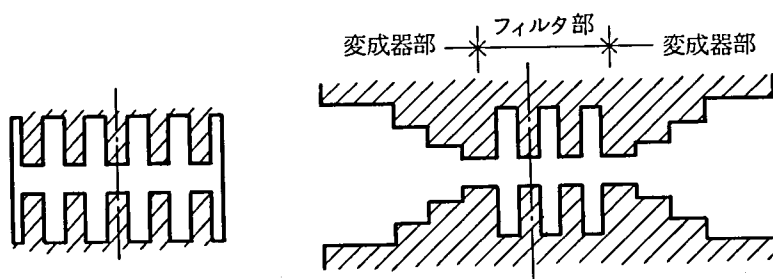


図 2.30 ワッフルアイアン形フィルタの構造

ここではミリ波帯ワッフルアイアン形フィルタについて各種モードに対する特性を実験的に求めることにする。ワッフルアイアン形では、 $TE_{10}$  波に対しては、 $TE_{30}$ 、 $TE_{12}$ 、 $TM_{12}$  が、 $TE_{20}$  波に対しては  $TE_{40}$ 、 $TE_{22}$ 、 $TM_{22}$  が、 $TE_{01}$  波に対しては  $TE_{21}$ 、 $TM_{21}$ 、 $TE_{03}$  がフィルタの不連続部で散乱されて発生するモードのうち低次のものであり、これらのモードがカットオフの周波数領域では図 2.23 の測定回路そのまま用いてよい。実験に用いたフィルタは通過中心周波数 43.8 GHz、阻止周波数はその 2 倍付近として設計されたものである。ここでは通過域と阻止域の特性を中心に測定し、遷移領域については省略した。

通過域の特性は図 2.31 に示すように、通過損失 0.3 dB，反射損失 20 dB 以上と良好な特である。阻止域の特性は  $TE_{10}$ ， $TE_{20}$ ， $TE_{01}$  の 3 つのモードについて測定した。図 2.32

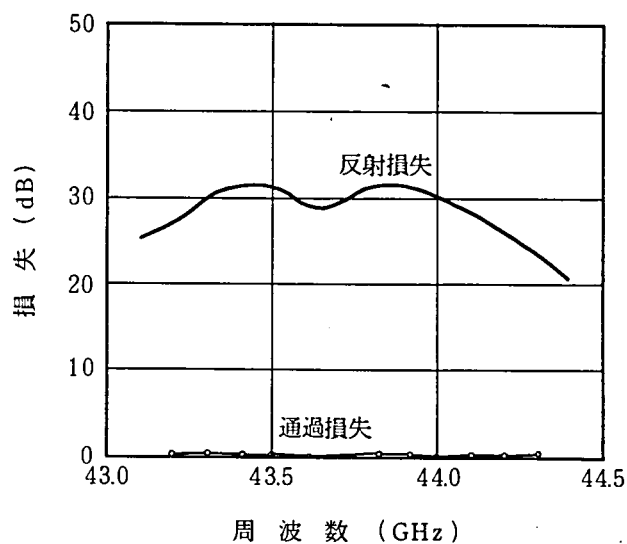


図 2.31 ワッフルアイアン形フィルタの通過域の特性

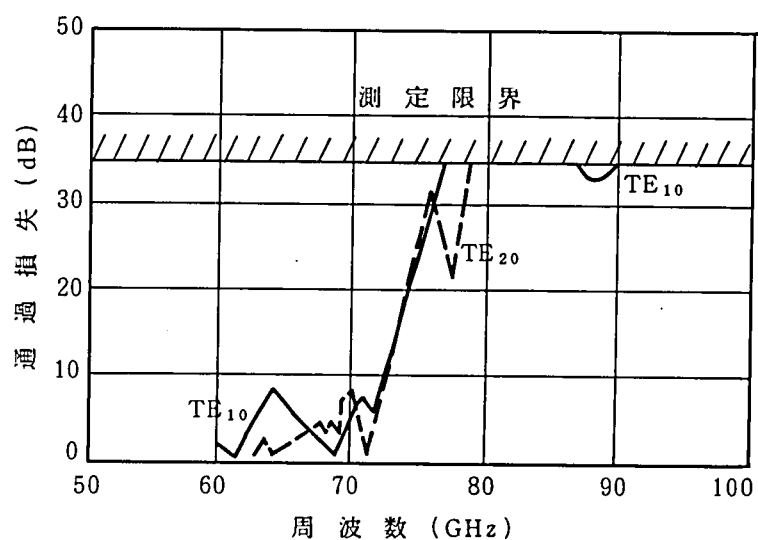


図 2.32 ワッフルアイアン形フィルタの阻止域の特性

にその結果を示す。 $TE_{10}$ 波に対しては76~100GHzで30dB以上の通過損失がある。 $TE_{20}$ 波に対しても $TE_{10}$ 波と似た特性となり、コルゲート形の場合のように阻止域の特性が乱されることはなかった。 $TE_{01}$ 波に対してはこの場合も導波管の高さを低くしてカットオフにしておき、63~100GHzの測定では、すべて測定限界以上の通過損失となった。

以上の結果より、ワッフルアイアン形フィルタは阻止域ではどのようなモードの入力に対しても特性を保証できることが明らかになった。

## 2.3.6 ま と め

ミリ波方形導波管形低域通過フィルタについて、従来具体的に検討されていなかった多モード阻止域の特性について理論的実験的に検討した。フィルタとしてはコルゲート形とワッフルアイアン形をとりあげた。コルゲート形では、 $TE_{10}$ 波に対して低域通過特性となるように設計されるため、 $TE_{m0}$ 波に対して阻止域での減衰量がとれなくなることがあることを理論的実験的に明らかにした。この改善法としてカットオフ形の高域通過フィルタを用いて $TE_{m0}$ 波を阻止することが有効なことを提案し、実験的にこれを確認した。またワッフルアイアン形では、阻止域の特性を実験的に検討し、 $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ のいずれのモードに対しても十分な阻止特性を持つことを明らかにした。

## 2.4 多モード方形導波管回路の測定部品<sup>(11)(12)</sup>

### 2.4.1 ま え が き

多モード導波管回路の特性を測定するには、あるモードから他のモードへ低損失で変換するモード励振器や、あるモードは損失なく通すが、特定のモードに対しては大きな減衰を与えるモードフィルタが必要になってくる。円形導波管に対してはこのようなモード励振器、モードフィルタともに詳しく検討され、種々の原理によるものが提案されている。<sup>[4][15]~[22]</sup>しかし方形導波管形については詳しい検討例は余りない。

そこで本論文で取り上げたミリ波方形導波管形フィルタの多モード領域における特性を測定するために試作したモード励振器、モードフィルタについて、その構成および特性についてまとめておく。

対象としているモードは方形 $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$ の5つのモードであり、

周波数帯は40～90GHzであり，導波管系としてはR-500，R-620，R-740である。

## 2.4.2 モード励振器の原理と構造

モード励振器を作るためには，あるモード（通常は方形TE<sub>10</sub>）の電磁界分布を所望のモードの電磁界分布に変換する機能をもたせるような構造の回路を考えればよいが，その機構としては次のようなものがある。<sup>〔4〕〔15〕～〔19〕</sup>

- (i) テーパ形<sup>〔15〕〔16〕</sup> 導波管断面の形状を徐々に変化させて，遂には全く新しいモードの電磁界分布にするもの
- (ii) 方向性結合器形<sup>〔18〕〔19〕</sup> 励振するモードを伝送する一次導波管と，励振されるモードを伝送する2次導波管を，円孔やスリットで結合し，2次側に所望のモードを励振するもの
- (iii) 共振穴形<sup>〔17〕</sup> 2つの導波管を相接して配置し，共通壁に設けたスリットによって磁気ダイポールを励振することにより，所望のモードに変換するもの
- (iv) 窓結合形<sup>〔4〕</sup> 2つの導波管を相接して配置し，窓で結合させることによって所望のモードを得るもの

方形導波管形モード励振器は，これらの円形導波管形で考えられていた機構を適宜組合せ利用すれば製作できる。ここでは表2.6のような原理を用いて，モード励振器を試作した。図2.33にモード励振器の構造と電磁界分布の変化を示す。A面は入力面でありここからTE<sub>10</sub>モ

表 2.6 試作モード励振器

励振モード	動作原理
TE <sub>10</sub>	テーパ型
TE <sub>20</sub>	テーパ型
TE <sub>01</sub>	テーパ型
TE <sub>11</sub>	共振孔型 + テーパ型
TM <sub>11</sub>	窓結合型 + テーパ型

ードが入り，B面は出力面であってここから所望のモードが出てくる。図の(a)はTE<sub>10</sub>モード励振器である。導波管の寸法が直線的に変化しただけの単なるテーパ導波管であるが，出力面では多モード導波管であるのでこう呼んだ。(b)はT字断面テーパ形励振器でTE<sub>20</sub>モードを励



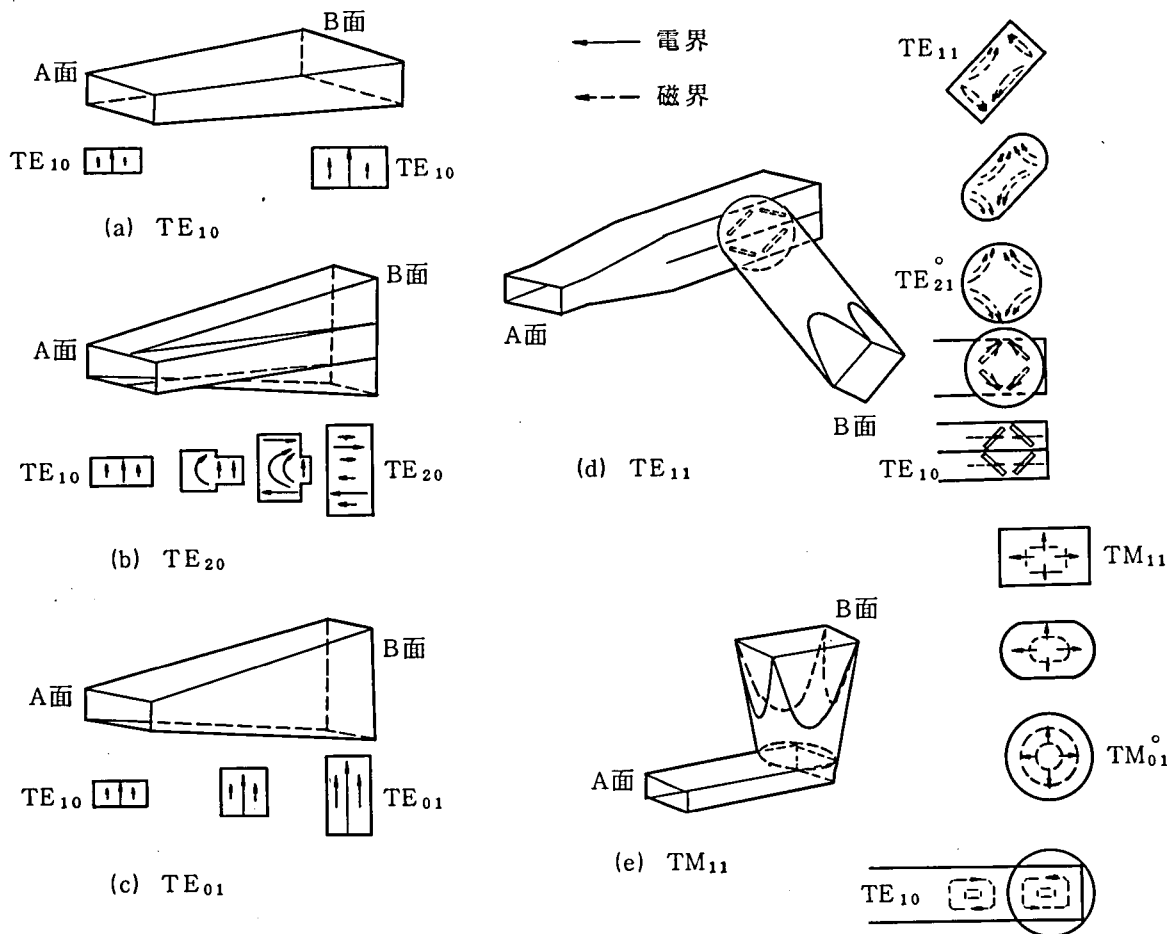


図 2.33 モード励振器原理図

振する過程は図に示した電界分布から明らかであろう。(c)は直線テーパであるが、入口の縦横の寸法比を出口では逆にして  $TE_{01}$  モードを得る励振器である。(d)は  $TE_{11}$  モード励振器である。方形導波管を上下二股に分けた後、それぞれの導波管の側面に2分の1波長間隔で斜めにスリットを切り、その面に垂直に立てた円形導波管と磁気ダイポールによって結合させ円形  $TE_{21}$  モードを発生させる。しかる後円形導波管をテーパで方形導波管に変形して所要の  $TE_{11}$  モードを得る。したがって共振孔形とテーパ形を組合せたものである。(e)は  $TM_{11}$  モード励振器で、方形導波管と円形導波管を窓で結合させて円形  $TM_{01}$  モードを励振し、それをテーパで方形導波管に変形することにより所要の  $TM_{11}$  モードを得る。これは窓結合形とテーパ形を組合せたものである。

図 2.34 は試作した  $TE_{11}$  モード励振器の外観である。入力側は R-740 の導波管でここか

ら $TE_{10}$ 波が入り，出力側のR-500の導波管から $TE_{11}$ 波が出てくる。入出力の導波管は直角に交叉し，しかも軸が $45^\circ$ 回転していることがわかる。

モード励振器は測定の都合上1つのモード1つの導波管系に対して2個の励振器を1組として製作した。1つのモードに対しても周波数帯が異なりしたがって導波管系の異なるものも製作することにし，1つのモードに対して3組製作した。対象としたモードは5つであるので，合計15組30個のモード励振器を製作している。

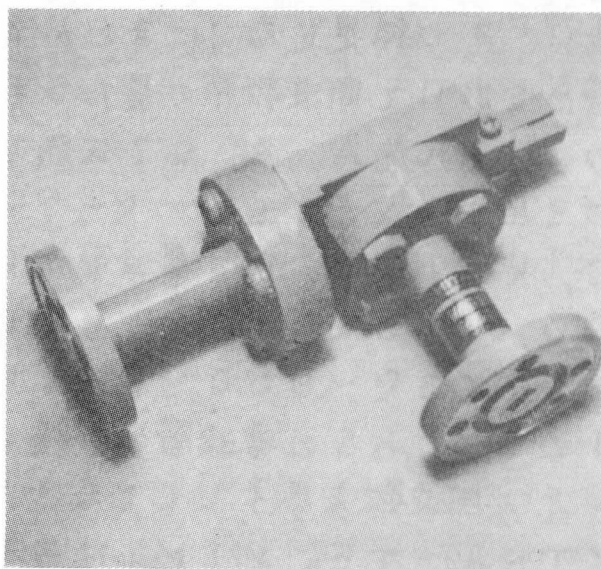


図 2.34  $TE_{11}$  モード励振器

### 2.4.3 モード励振器の特性の測定

図 2.35 に示す回路でモード励振器の特性試験を行った。掃引信号発生器で発生したミリ波をアイソレータ，較正用減衰器および周波数計を通して被測定回路に送り込む。その後アイソレータを介して検波しブラウン管上に映す。この時発振周波数を5GHzに亘って掃引し周波数特性を観測する。測定を行ったのは①モード励振器の所要モードへの変換損失，②モード励振器の不要モード発生量，である。①の場合の被測定回路を図 2.36 に示す。xiモード励振器の入口から $TE_{10}$ モードを入力し，出口においてxiモードを得る。励振されたxiモードを直接測定することは困難であるので，同種の励振器をつき合わせることによって再度 $TE_{10}$ モードに変換して測定する。xiモード励振器が3個あればその組合せを変えて3回測定を行えば1個ずつの変換損失が求まる。本試作では2個ずつしか製作していないので各々の損失を分離する

ことはできなかった。

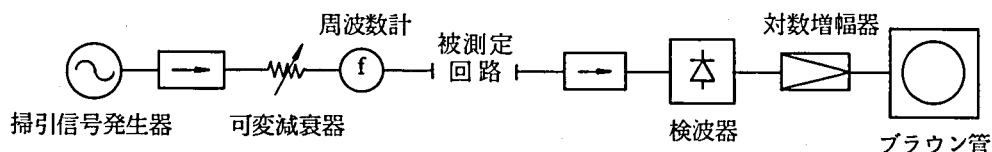


図 2.35 測 定 回 路

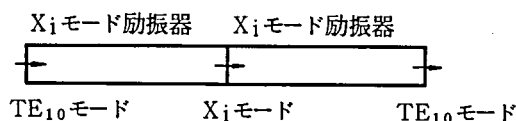


図 2.36 モード励振器変換損失測定の被測定回路

②の場合の不要モード発生量の測定を行うには図 2.36 の右側の  $x_i$  モード励振器を  $x_j$  モード励振器に置換すればよい。しかしこの場合  $x_i$  モード励振器出力中の  $x_j$  以外のモードによって測定誤差を生ずるので、図 2.37 に示すように 2 つの励振器の間に  $x_i$  モードには大きな減衰を与えるが、 $x_j$  モードには減衰を生じないモードフィルタを挿入して測定を行った。

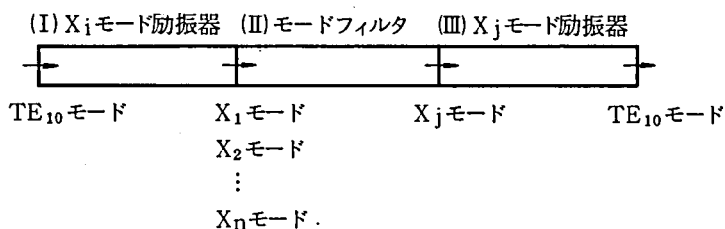


図 2.37 モード励振器不要モード発生通測定の被測定回路

図 2.38 はその測定結果の 1 例として、 $TE_{20}$  モード励振器の  $80 \sim 85 \text{ GHz}$  での周波数特性を示した。(a)は  $TE_{20}$  モードへの変換損失であり、低損失で平坦な特性を得ている。なおいくつかの周波数に鋭い dip が現われているが、これは閉じ込め共振によるものである。(b), (c)は不要モードである  $TE_{10}$ ,  $TE_{01}$  モードの発生量であり、 $TE_{10}$  は  $-20 \text{ dB}$ ,  $TE_{01}$  は  $-30$

dB 以下となっている。図には示さなかったが  $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$  の不要モードについても発生量が少ないことを確かめている。この測定結果から、 $TE_{20}$  モード励振器は十分実用的な特性をもっていることがわかる。

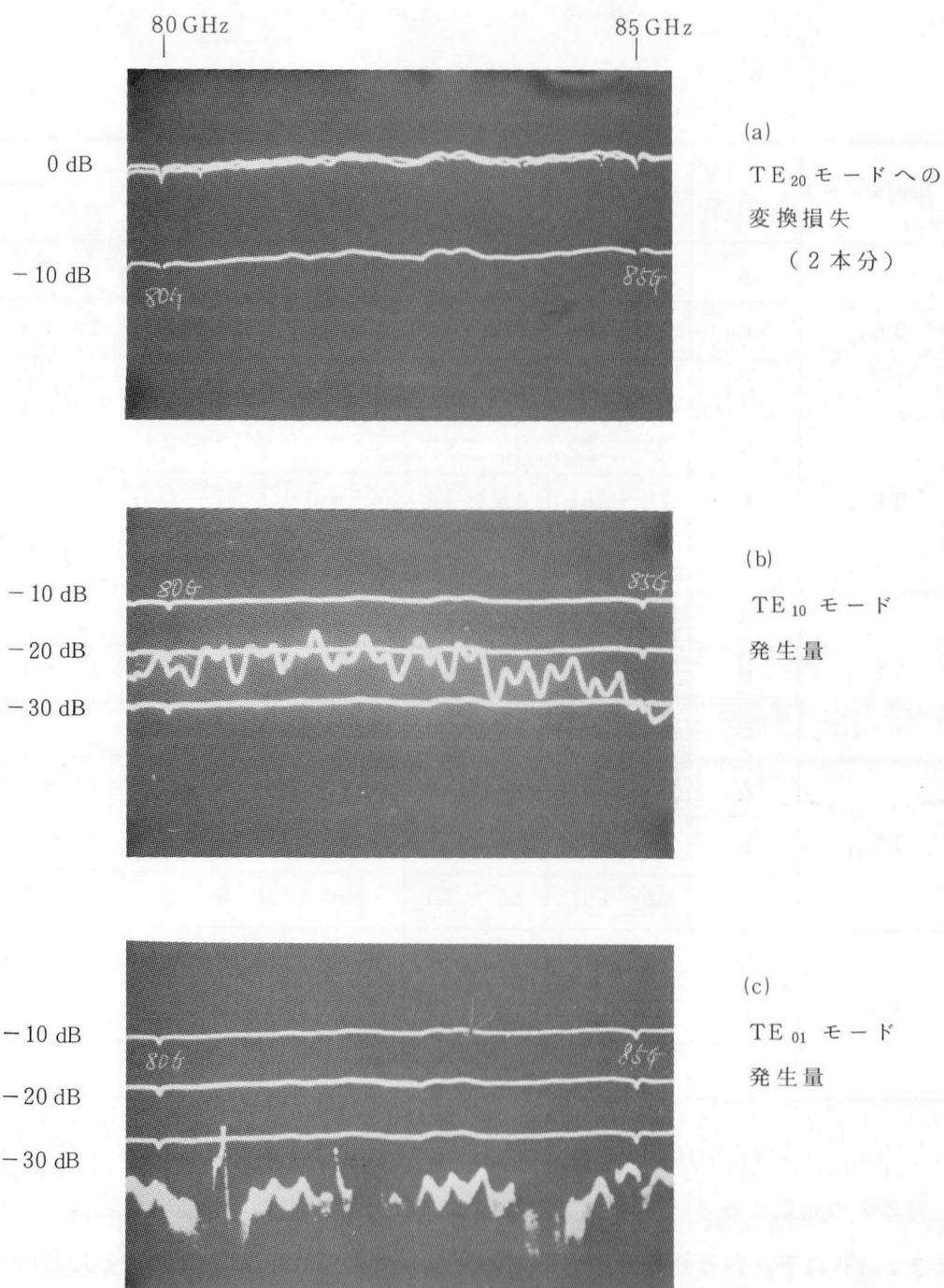


図 2.38  $TE_{20}$  モード励振器の特性

以上のような測定を各種モード励振器について行い、その結果を表 2.7 にまとめた。3 つの

導波管系を用いて周波数帯の異なるものを製作したので、A、B、Cで区別している。A、B、Cはそれぞれ入力導波管がR-740、R-900、R-900、出力導波管がR-500、R-500、R-620である。励振されるモードは出力導波管R-500、R-620中に発生する。

表 2.7 モード励振器の各種モード発生量

励振モード	入出力導波管系	周波数帯 (GHz)	モード発生量 (-dB)				
			TE <sub>10</sub>	TE <sub>20</sub>	TE <sub>01</sub>	TE <sub>11</sub>	TM <sub>11</sub>
TE <sub>10</sub>	A	65～75	0.3～0.4 <sup>*</sup>	27～40以上	33～40以上		
	B	75～89	0.2～0.4 <sup>*</sup>	23～40以上	30～40	12～40 <sup>**</sup>	16～40 <sup>**</sup> 以上
	C	80～89	0.3～0.4 <sup>*</sup>	28～40	27～40		
TE <sub>20</sub>	A	65～75	12～40	0.7～0.8 <sup>*</sup>	18～30		
	B	75～89	16～40	0.5～0.9 <sup>*</sup>	27～40以上	20～40 <sup>**</sup>	30～40 <sup>**</sup>
	C	80～89	19～40	0.8～3.0 <sup>*</sup>	20～40		
TE <sub>01</sub>	A	65～75	20～35	19～35	0.2～0.3 <sup>*</sup>		
	B	75～89	29～40	30～40	0.2～0.3 <sup>*</sup>	17～40 <sup>**</sup>	26～40 <sup>**</sup>
	C	80～89	24～40	19～40	0.3～1.5 <sup>*</sup>		
TE <sub>11</sub>	A	72～80	10～35	11～21	12～25	1.0～2.7 <sup>*</sup>	3～14
	B	80～89	11～30	15～30	15～30	1.5～4.0 <sup>*</sup>	15～24
	C	90～100	10～30	12～30	8～30	2.0～7.5 <sup>*</sup>	3～10
TM <sub>11</sub>	A	72～80	13～40	22～32	5～8	1～20	1.2～3.0 <sup>*</sup>
	B	80～89	10～36	22～40	13～20	3～15	2.0～4.7 <sup>*</sup>
	C	93～100	15～32	13～30	1～7	1～15	2.0～6.5 <sup>*</sup>

\* 2本分の損失をあらわす

\*\* 80～89 GHzでの値

表 2.7 の結果をみると、モード変換損失については、テーパ形の TE<sub>10</sub>、TE<sub>20</sub>、TE<sub>01</sub> はほぼ 1 dB 以下という良好な値を得ているが、TE<sub>11</sub>、TM<sub>11</sub> は構造が複雑なため、やや大きな値となっている。不要モード発生量については TE<sub>10</sub>、TE<sub>01</sub> モード励振器はほぼ -20 dB 以下になっている。TE<sub>11</sub>、TM<sub>11</sub> モード励振器では不要モード発生量はかなり大きくなっている。また周波数特性も悪くなっている。これはもともと狭帯域にしか使用できないためであり、中心周波数近傍は比較的良好な特性になっている。

## 2.4.4 モードフィルタの原理と構造

モードフィルタの基本的原理は、通過させたいモードと減衰させたいモードの電磁界分布や表面電流分布の違いを利用して、それらを適切な方法で制御することである。その具体的な方法は次の3つの形に分類できる<sup>[4][20]～[22]</sup>

(i) 抵抗膜形 薄い抵抗膜を導波管内の不要モードの電界と平行に挿入したモードフィルタで、電界によって抵抗膜に電流が流れることにより不要モードに損失を与える。

(ii) 方向性結合器形 導波管壁面に不要モードとのみ結合するように結合穴を設けて別の導波管に不要モードを移すフィルタである。

(iii) 壁面スリット形 導波管壁面の電流を通過モードに対しては乱すことなく、不要モードに対しては減衰を生ずるように、壁面にスリットを刻んだフィルタである。

以上の原理に基づいてモードフィルタを設計、試作した。今回の試作では、構造が簡単で製作の容易なものを選ぶことにし、(i)と(iii)の形とした。対象とするモードは $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$ であり、表2.8に試作したモードフィルタをまとめて示す。8種のモードフィルタであり、これらを組合せて用いることによって所要の純粋なモードの波が得られることをねらいにしている。各々のフィルタに簡単に説明を加えておく。(a)は導波管の広い面に平行に抵抗膜を入れたもので、この膜に平行な電界成分をもつ $TE_{01}$ 、 $TE_{11}$ 、 $TM_{11}$ は減衰するが、そのような成分をもたない $TE_{10}$ 、 $TE_{20}$ は減衰しない。(e)も同様な考え方によるものであり、これらが(i)抵抗膜形である。(b)は導波管の広い面の中央にスリットを設け、このスリットを横切る電流成分をもつ $TE_{20}$ 、 $TE_{01}$ に減衰を与える。(c)、(d)、(f)、(g)、(h)も同様の考え方によるものであり、この6つのフィルタが(iii)壁面スリット形である。なおこのスリット部分には電波吸収体をうめている。図2.39は試作したモードフィルタ(c)の外観である。

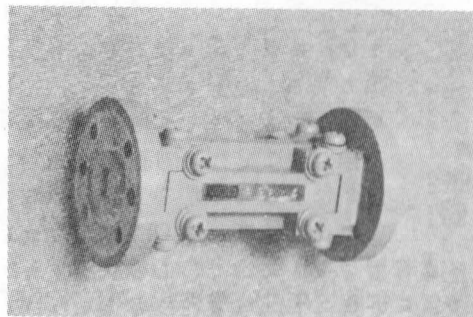
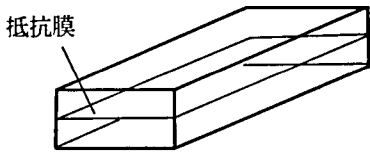
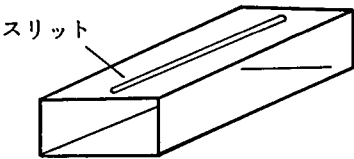
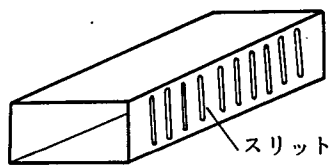
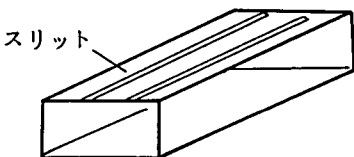
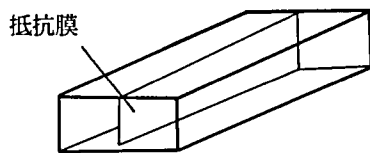
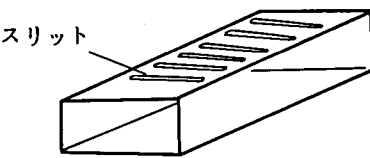
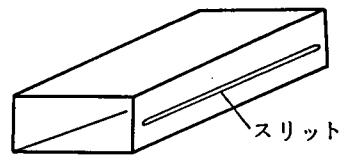
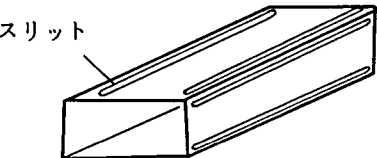


図 2.39 モードフィルタ (c)

表 2.8 試作モードフィルタ

分類	概 略 図	通 過 モード	減 衰 モード
(a)		$TE_{10}, TE_{20}$	$TE_{01}, TE_{11}$ $TM_{11}$
(b)		$TE_{10}, TE_{11}$ $TM_{11}$	$TE_{20}, TE_{01}$
(c)		$TE_{10}, TE_{20}$	$TE_{01}, TE_{11}$ $TM_{11}$
(d)		$TE_{20}, TM_{11}$	$TE_{10}, TE_{01}$ $TE_{11}$
(e)		$TE_{20}, TE_{01}$	$TE_{10}, TE_{11}$ $TM_{11}$
(f)		$TE_{01}$	$TE_{10}, TE_{20}$ $TE_{11}, TM_{11}$
(g)		$TE_{01}, TE_{11}$ $TM_{11}$	$TE_{10}, TE_{20}$
(h)		$TM_{11}$	$TE_{10}, TE_{20}$ $TE_{01}, TE_{11}$

## 2.4.5 モードフィルタの特性の測定

モードフィルタの特性は、図 2.35 の回路に図 2.40 に示す被測定回路を用いて測定した。

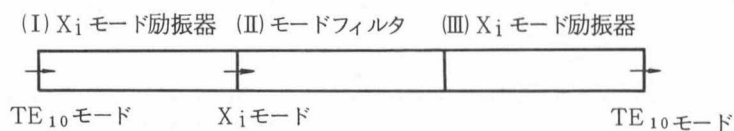


図 2.40 モードフィルタ特性測定の被測定回路

図 2.41 はこの結果の 1 例として、表 2.8 (a) のフィルタ<sup>の</sup> 80 ~ 85 GHz の特性を示した。TE<sub>10</sub>, TE<sub>20</sub> モードは通過モードであり、1 dB 以下の通過損失になっている。TE<sub>01</sub>, TM<sub>11</sub> は減衰モードであり 30 dB 程度の減衰量がある。このことからこのモードフィルタは良好な特性であることがわかる。

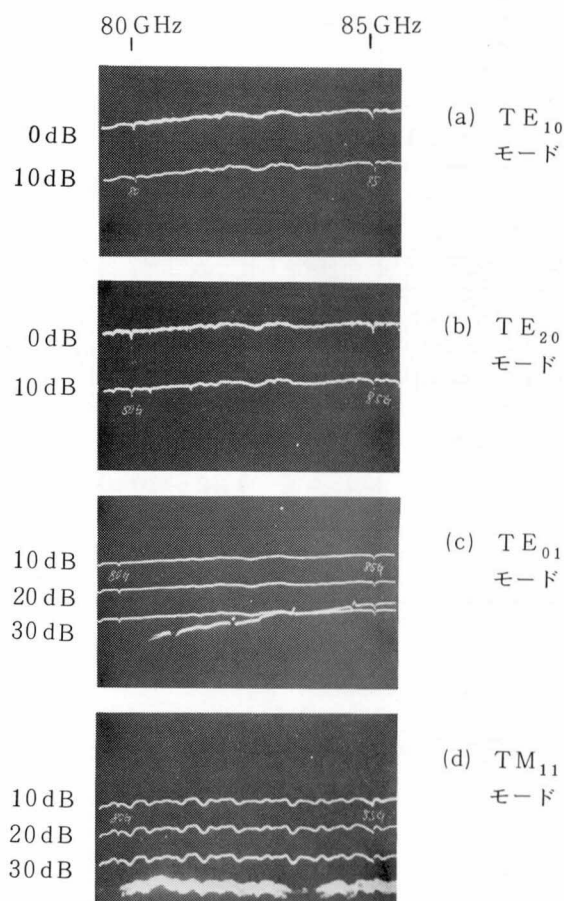


図 2.41 モードフィルタ(a)の特性

(通過損失の周波数特性)



以上のような測定を各種のモードフィルタについて行い、その結果を表 2.9 にまとめた。これから分ることを整理すると以下ようになる。

表 2.9 モードフィルタの各種モードに対する減衰量

分 類 (表 2.8 による)	導波管系	周波数帯 (GHz)	モード別減衰量 (dB)				
			TE <sub>10</sub>	TE <sub>20</sub>	TE <sub>01</sub>	TE <sub>11</sub>	TM <sub>11</sub>
(a)	R-500	65~89	1 以下	1.5 以下	22~50	40 以上*	26~40*
	R-620	80~89	1 以下	1~5	10~30		
(b)	R-500	65~89	0.5 以下	6~20	5~15	7 以下*	2 以下*
	R-620	80~89	1 以下	30~40	45 以上		
(c)	R-500	65~89	1 以下	2 以下	2 以下	7 以下*	1~2*
	R-620	80~89	1 以下	1~5	1~5		
(d)	R-500	65~89	2~4	1 以下	23~40	10~28*	1~2*
	R-620	80~89	4~7	2~5	45 以上		
(e)	R-500	65~89	45 以上	2~3	2 以下	16~22*	23~30*
	R-620	80~89	45 以上	2~5	1~3		
(f)	R-500	65~89	3~5	2~4	1 以下	7 以下*	9~11*
	R-620	80~89	5~10	1~3	1~2		
(g)	R-500	65~89	2~3	13~22	2 以下	2 以下*	2 以下*
	R-620	80~89	4~5	30~40 以上	1~3		
(h)	R-500	65~89	8~17	13~40 以上	20~40 以上	10~25*	1~2*

\* は 80~89 GHz での値

□ で囲んだ箇所は減衰すべきモード

(イ) 抵抗膜形 …… (a), (e)

このタイプは全般的に良好な特性を示しており、通過モードに対する損失は小さく、減衰モードに対しては 20 dB 以上の損失となっている。

(ロ) 導波管軸に平行なスリット …… (b), (d), (g), (h)

ほぼ予期した特性が得られている。(b)は $TE_{11}$ 波に対して反射による特性悪化がある他は一応の特性が得られている。(d), (g)は $TE_{10}$ 波に対する減衰量が少ないことを除けばほぼ満足な特性である。(h)はどのモードに対しても良好な特性である。

(i) 導波管軸に垂直なスリット …… (c), (f)

このタイプのものは余り良好な特性は得られなかった。(f)はまだしも(c)は殆んどモードフィルタとしての特性を示していない。原因はスリットの数少な過ぎるためであり、この数を増加すれば特性は改善されるものと考ええる。

## 2.4.6 ま と め

ミリ波方形導波管形のモード励振器およびモードフィルタを試作し、その特性を検討した。

モード励振器としては $TE_{10}$ ,  $TE_{20}$ ,  $TE_{01}$ ,  $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$ の5種について試作した。

$TE_{10}$ ,  $TE_{20}$ ,  $TE_{01}$ はテーパ形を用いて試作し、ほぼ所期の特性のものが実現できた。 $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$ はそれぞれ共振孔形、窓結合形とテーパ形を組合せたものであり、特性のよい周波数帯がかなり限られたものしか得られなかった。

モードフィルタとしては上記5つのモードを純粹に取り出すことをねらいに8種類の試作を行った。抵抗膜形は最も良好な特性を示し、導波管軸に平行なスリットのものも、ほぼ所期の特性が得られた。しかし導波管軸に垂直なスリットのものは余り良好な特性は得られなかった。

試作したモード励振器、モードフィルタは多モード方形導波管回路の測定部品としては十分使用に耐えるものであり、この研究には不可欠なものとして大きな意義を持つものである。

## 2.5 ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉 抑圧法への応用<sup>(1), (13)~(17)</sup>

### 2.5.1 ま え が き

第2章においては、方形導波管回路を多モード領域で用いる際の特性、特に多モード領域のフィルタの特性について、理論実験の両面から詳しく論じてきた。本節ではこのまとめとして、このような研究の実用的意義を示すため、ミリ波導波管伝送方式<sup>(5)(6)</sup>におけるスプリアス干渉の問題をとりあげる。

ミリ波導波管伝送方式においては、非常に広い周波数帯(43—87 GHz)を多くの帯域に分けてそれぞれに送受信装置(56チャンネル)を用いて通信を行う。送受信装置<sup>(7)</sup>にはミリ波固体

電子回路が用いられており、それらが多くの周波数のスプリアス波を発生するので、干渉抑圧によって伝送品質の劣化を防止することが重要になってくる。ところがミリ波送受信装置では干渉波が多モード方形導波管を伝搬するため、多モード領域のフィルタが有効になる。

以下、ミリ波送受信装置で用いている固体電子回路によるスプリアス干渉波の発生、スプリアス干渉経路と干渉量、スプリアス干渉抑圧法について述べる。

## 2.5.2 ミリ波固体電子回路におけるスプリアス発生受信特性

ミリ波導波管伝送方式用送受信装置のミリ波回路の主要部の構成を図 2.42 に示す。<sup>[7]</sup> 上段が受信部でミリ波受信入力を 1.7 GHz の中間周波 (IF) に変換する。下段は送信部で IF 入力をミリ波に変換して送信出力とする。中段は送受共用の局部発振部である。この構成では、アップコンバータ、ダウンコンバータには GaAs ショットキーバリアダイオード、通倍器には GaAs バラクタダイオード、発振器にはインパットダイオードといったミリ波固体電子回路が使用さ

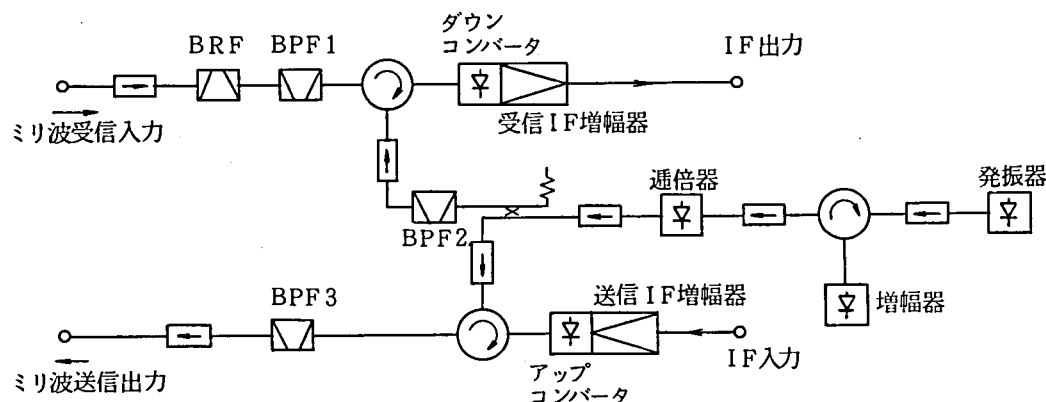


図 2.42 ミリ波送受信装置の主要部

れている。これらの固体回路は所要の機能をはたす他にスプリアスを発生する可能性を持っている。このスプリアスは寄生発振と通倍側帯波スプリアスに大別できる。寄生発振は全く予期しない周波数に不要な出力を発生するものであり、回路設計を適切にすることによって、悪影響を防止することができる。寄生発振を押えても、固体素子の非線形性という動作の本質的な機構から必然的に発生するスプリアスが通倍・側帯波スプリアスである。このスプリアスは固体電子回路の設計によって発生を押えることは困難であり、このスプリアスによる干渉波のレベルに応じてフィルタ等を用いて悪影響を取り除く他ない。ここでとりあげるスプリアスはこの種のものに限定する。

ダイオードは一般に電圧と電流に非線形特性を持っているので、 $f_1, f_2, \dots, f_N$ の $N$ 周波の入力があれば、その線形結合で表わされるすべての周波数の出力が発生する。出力周波数を $f_0$ とすれば、

$$f_0 = p_1 f_1 + p_2 f_2 + \dots + p_N f_N \quad (2.5.1)$$

図 2.43 に通倍器、アップコンバータ、ダウンコンバータの通倍・側帯波スプリアスの周波数関係を示す。通倍器については、出力周波数を $f_{out}$ とすると、

$$f_{out} = \frac{n}{k} f_{LO} \quad (2.5.2)$$

となる。ここに $f_{LO}$ は局発周波数、 $k$ は通倍次数、 $n$ は整数である。図には $k=3$ の場合の $n=1, 2, 3, 4, 5, 6$ に対する出力を示している。 $f_{LO}$ のみが希望波であり、それ以外はスプリアスとなる。

アップコンバータについては、通倍局発を用いた場合出力周波数 $f_{out}$ は、

$$f_{out} = \frac{n}{k} f_{LO} + m f_{IF} \quad (2.5.3)$$

とあらわすことができる。ここに $f_{IF}$ は $IF$ 周波数、 $m$ は整数である。 $f_{LO} + f_{IF}$ のみが希望波であり、それ以外の多くの波がスプリアスとなる。

ダウンコンバータについては、外部に不要波を漏洩するスプリアスと不要波を受信するスプリアスがある。前者については、

$$f_{out} = \frac{n}{k} f_{LO} + \ell f_s \quad (2.5.4)$$

と表わすことができる。ここに $f_s$ は受信入力周波数、 $\ell$ は整数である。通常、受信入力電力は極めて小さいのでこれによるスプリアスは問題にならず、

$$f_{out} = \frac{n}{k} f_{LO} \quad (2.5.5)$$

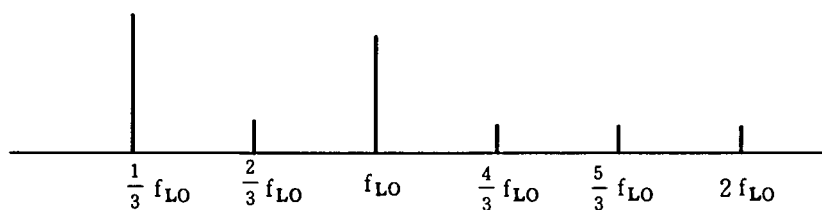
と考えてよい。後者については受信可能な周波数を $f_{in}$ とすると、

$$f_{in} = \frac{1}{\ell} \left( \frac{n}{k} f_{LO} \pm f_{IF} \right) \quad (2.5.6)$$

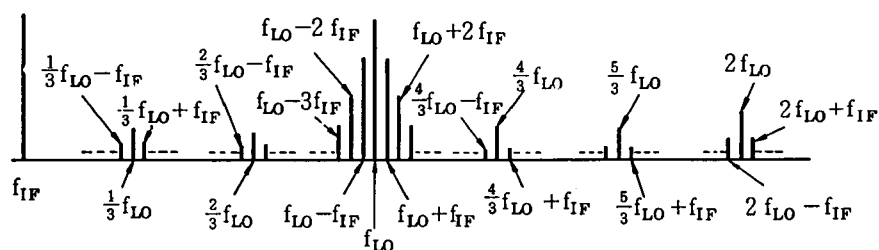
となる。通常は受信電力による非線形効果は小さいので $\ell=1$ の場合だけを考えればよく、

$$f_{in} = \frac{n}{k} f_{LO} \pm f_{IF} \quad (2.5.7)$$

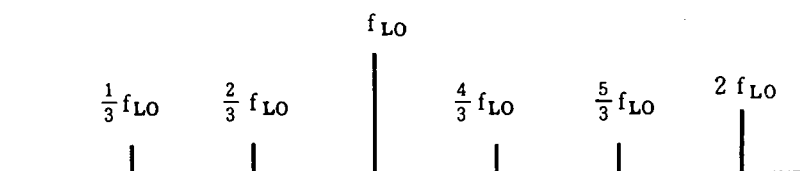
となる。



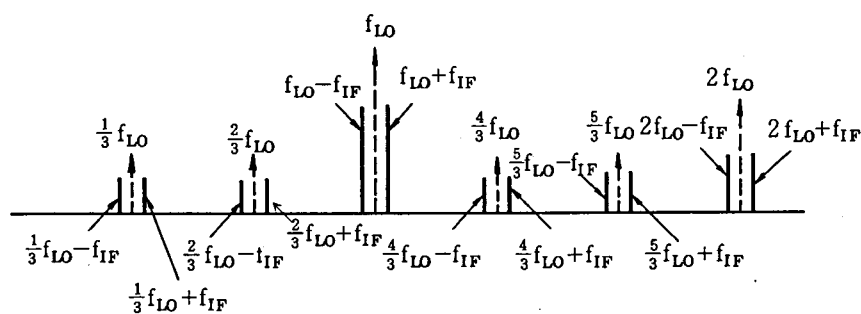
(a) 通倍器の出力波



(b) アップコンバータの出力波



(c) ダウンコンバータの出力波



(d) ダウンコンバータの受信可能波

図 2.43 通倍・側帯波スプリアスの周波数

( 3 通倍局発を用いた場合 )

スプリアスの発生周波数ははっきりしているが、その発生量を理論的に求めることは難しく、回路やダイオードによるばらつきもあるので実験的に求める方が实际的である。本論文では多モード方形導波管を伝搬するスプリアス干渉波を対象とするので、固体電子回路の設計中心周波数よりかなり高い周波数に現われるスプリアス波が問題となる。このようなスプリアス発生量の測定には種々の配慮が必要である。図 2.44 はアップコンバータにおいて発生する  $2f_{LO} + mf_{IF}$  のスプリアス発生量測定回路である。アップコンバータでは局発入力 ( $f_{LO}$ ) と信号出力 ( $f_{LO} + f_{IF}$ ) を分離する回路が必要であるが、ここではスプリアス波 ( $2f_{LO} + mf_{IF}$ ) とも分離する必要がある、そのため方向性結合器を用いた。アップコンバータは 40 GHz 用であり、スプリアス波は 80 GHz 帯になる。R-500 系導波管は 80 GHz では多モード回路になるので、反射やモード変換による誤差を防ぐため固定減衰器を用いている。

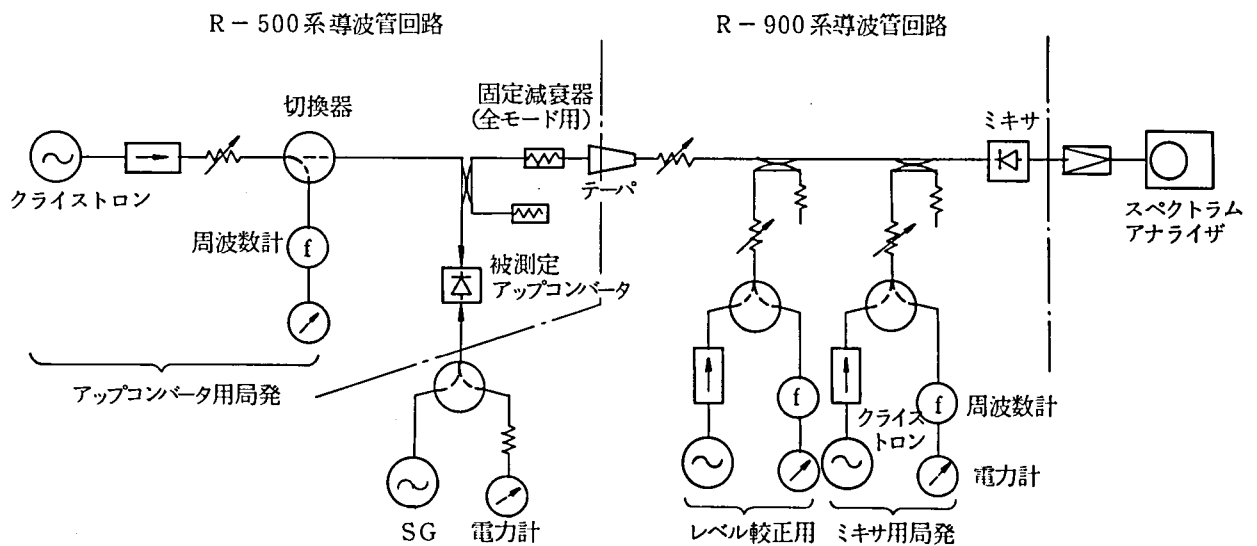


図 2.44 アップコンバータの高調波スプリアス測定回路

スプリアス波はテーバ導波管で取り出し、ミキサで 1~4 GHz 程度に周波数を落としてスペクトラムアナライザで観測する。ミキサ用局発とレベル校正用のミリ波源を用意している。被測定アップコンバータの出力端と測定用ミキサの入力端でのレベル差の校正をあらかじめ行っている。

図 2.45 に  $2f_{LO} + mf_{IF}$  ( $m=0, \pm 1$ ) のスプリアス発生量の測定結果を示す。(a) は IF 電力、周波数、局発電力一定で、局発周波数のみを変化した場合の  $2f_{LO}$  発生量を見たもので、スプリアス発生量の最も多い点では  $D/U$ （希望波電力/不要波電力）= 24 dB になっている。

(b)はIF周波数のみを変化させて、 $2f_{LO} \pm f_{IF}$ 発生量を見たもので、最悪 $D/U = 37\text{ dB}$ になっている。

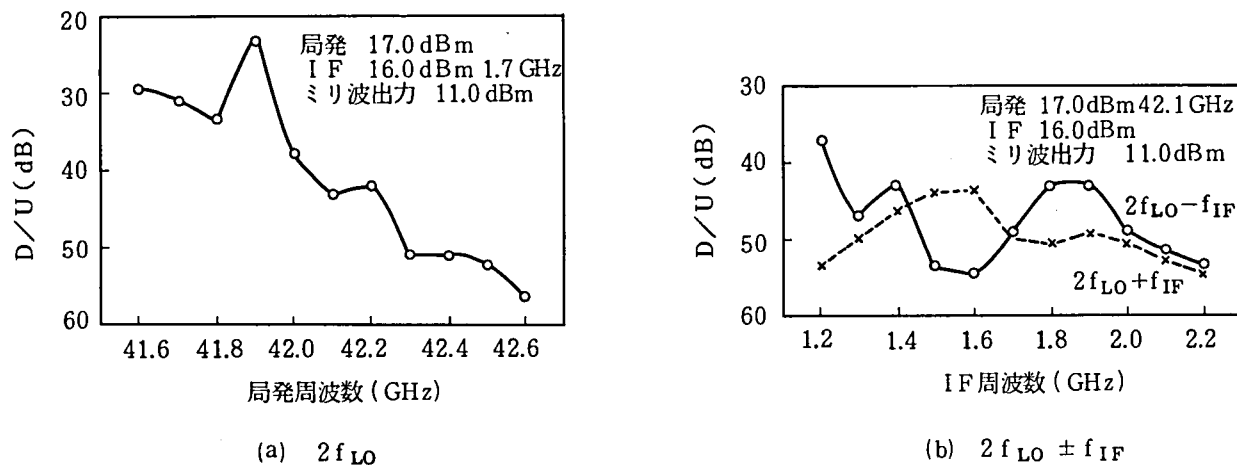


図 2.45 アップコンバータ  $2f_{LO} + mf_{IF}$  スプリアス発生量測定結果

ダウンコンバータについても同様な方法でスプリアスを測定した。図 2.46 は  $2f_{LO} \pm f_{IF}$  の周波数に対する変換損失を求めたものであり、最小変換損失は 15 dB である。基本波に対する変換損失は 5.5 dB であるので最悪  $D/U = 9.5\text{ dB}$  である。

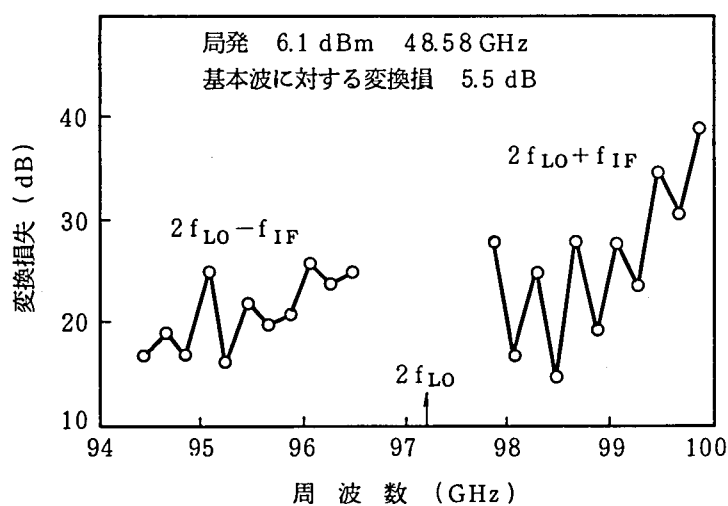


図 2.46 ダウンコンバータの  $2f_{LO} \pm f_{IF}$  の変換損失測定結果

表 2.10 には、このようにして求めたスプリアスの最悪の D/U 量をまとめた。

表 2.10 ミリ波固体電子回路のスプリアス発生・受信量

回 路	スプリアス周波数	発生・受信量 D/U (dB)	備 考
通 倍 器	$3/2 f_{LO}$	20	
	$4/3 f_{LO}$	25	
アップコンバータ	$f_{LO} - f_{IF}$	0	
	$f_{LO}$	0	
	$f_{LO} + 2 f_{IF}$	15	
	$f_{LO} + 3 f_{IF}$	30	
	$2 f_{LO}$	20	
	$2 f_{LO} \pm f_{IF}$	35	
	$2 f_{LO} \pm 2 f_{IF}$	50	
ダウンコンバータ	$f_{LO} - f_{IF}$	0	受信
	$2 f_{LO} \pm f_{IF}$	10	受信, 50 GHz 帯
		15	受信, 60 GHz 帯以上
	$f_{LO}$	9	発生
	$2 f_{LO}$	14	発生, 50 GHz 帯
		20	発生, 60 GHz 帯以上

### 2.5.3 スプリアス干渉経路と干渉量

ミリ波送受信装置で発生したスプリアス波は、種々の干渉経路をたどって他の送受信装置に妨害を与える。図 2.47 はミリ波導波管伝送方式における送受信装置と分波装置の構成であり、表 2.11 はその周波数配置である。<sup>(5)(6)(23)</sup> 導波管線路をはさんで対向する局構成の図であり、全体が周波数によって 8 ブロックに分かれており、送信受信で半分ずつ使用している。各ブロックへの分割は分波装置によって行っており、さらにブロックから各チャネルへの配分も分波装置が受け持っている。このように周波数の異なる送受信装置が 56 チャネル分もあり、それぞれから多くのスプリアス波を出すため、その干渉の様相は非常に複雑であり詳細はここでは述べられないが、その代表的なものを紹介する。





表 2.11 W-40G 周波数配置

(単位 GHz)

		A ブロック	B ブロック		C ブロック		D ブロック	
L	0 1	43.80	54.48		65.77		76.53	
	0 2	44.54	55.22		66.51		77.27	
	0 3	45.28	55.96		67.25		78.01	
	0 4	46.02	56.70		67.99		78.75	
	0 5	46.76	57.44		68.73		79.49	
	0 6	47.50	58.18		69.47		80.23	
	0 7	48.24	58.92		70.21		80.97	
H	0 8	49.14	59.84		71.15		81.91	
	0 9	49.88	60.58		71.89		82.65	
	1 0	50.62	61.32		72.63		83.39	
	1 1	51.36	62.06		73.37		84.13	
	1 2	52.10	62.80		74.11		84.87	
	1 3	52.84	63.54		74.85		85.61	
	1 4	53.58	64.28		75.59		86.35	
			B S C	64.79	C S C	65.26		

A01 チャンネルでは搬送波の周波数は表 2.11 より 43.8GHz ( $=f_{LO} + f_{IF}$ ) であるので、 $f_{IF} = 1.7\text{GHz}$  であることから、このチャンネルの送受信装置のアップコンバータでは  $2f_{LO} = 84.2\text{GHz}$  を発生する。これは D11 チャンネルの受信周波数帯域に入っているので分波装置を通して自局内の D11 チャンネル送受信装置にスプリアス干渉する。この場合は特に自局内の送信側から受信側への干渉であるので干渉量としては大きいものになる。A01 の送信局発電力を 22dBm とすれば、 $D/U = 20\text{dB}$  なら  $2f_{LO}$  のレベルは 2dBm となる。これに対して D11 の受信電力が -52dBm とすれば、仮にこのスプリアス波が何の減衰もうけずに干渉すれば実に 54dB も干渉波の方がレベルが高いことになる。干渉経路中には分波装置やサーキュレータのような種々の回路が入っているためこれによって干渉波は減衰させられるが、これらの回路部品は通常信号周波数近辺でしか本来の特性を示さないため、この場合には送受分波器 (TRF) しか干渉波抑圧の効果を持っていない。その例として 50GHz 帯のサーキュレータ

の特性を図 2.48 に示す。50 GHz では順方向損失 1 dB 以下、逆方向損失 20 dB 以上のサー

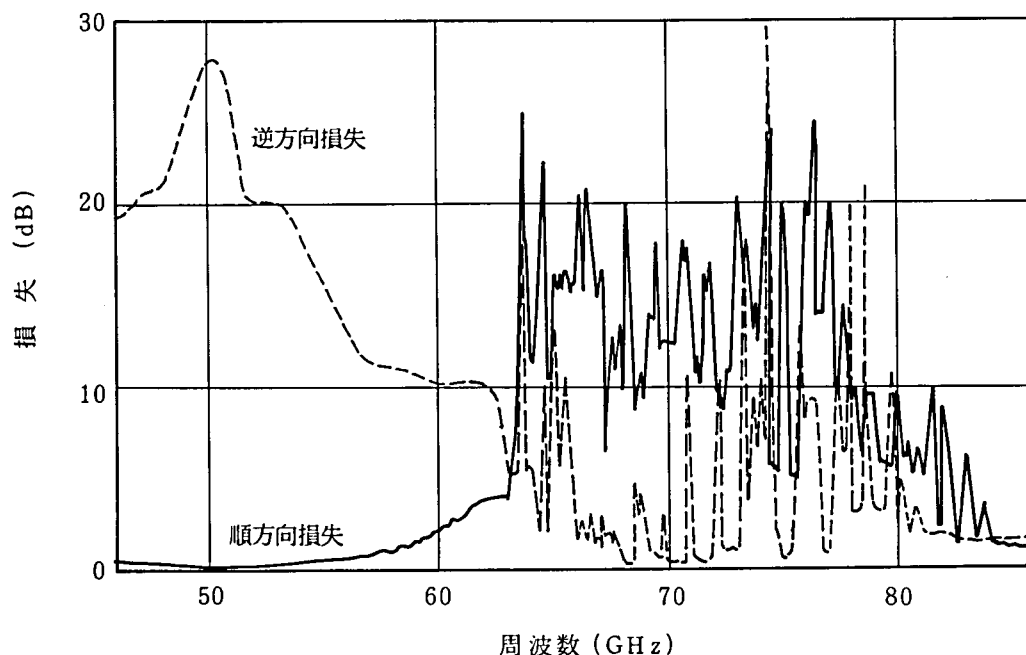


図 2.48 サークュレータの帯域外特性

キュレータとしての本来の特性を示しているが、周波数が高くなり、特に多モード領域となる 63 GHz 以上になると極端に特性が乱れてくる。このようなことから、設計中心周波数の 2 倍波のスプリアスに対する干渉量を正確に評価することは困難であり最悪ケースを想定した評価を行わざるを得なくなり、干渉量としては極めて大きい値となる。さきの A01 の  $2f_{L0}$  による D11 への干渉ではこれらを考慮に入れると、送受分波器での 15 dB と分波装置の熱損失 8 dB しか減衰を見込めずスプリアス干渉量は信号入力より 31 dB 高いことになる。したがってこのような干渉を抑えるために 60 dB 以上の減衰を与えるフィルタが必要になってくる。

次にスプリアス干渉量をどの程度にまで抑えるべきかについて考えてみる。ミリ波導波管伝送方式では 4 相位相変調同期検波を用いており、この場合における干渉波の影響についてはいくつかの理論的検討が行われており、<sup>[24][25]</sup> それによると符号誤り率  $10^{-9}$  を与える  $C/N$  (搬送波電力/雑音電力) のとき、干渉波の影響が十分小さい ( $C/N$  劣化 0.1 dB) と見なせるためには干渉量は -32 dB であればよい。

理論的検討を実際のミリ波方式用送受信装置でも裏付けるため実験を行った。図 2.49 に結果を示すが、 $C/N$  をパラメータに干渉波のレベルを変化して誤り率特性に与える影響を調べた。干渉波としては 1 波の場合と多数波の場合を評価することにし、無限に干渉波があればそれは熱雑音と等価になるので多数波干渉は熱雑音で評価している。この測定結果は理論値とよく一致しており、干渉量 -32 dB 以下にすればスプリアス干渉による伝送特性の劣化は十分小

さくできることが明らかになった。したがって  $A012f_{L0}$  のスプリアスに対しては少なくとも <sup>63</sup> ~~63~~ dB 以上の減衰量をもつフィルタが必要であることが分かる。

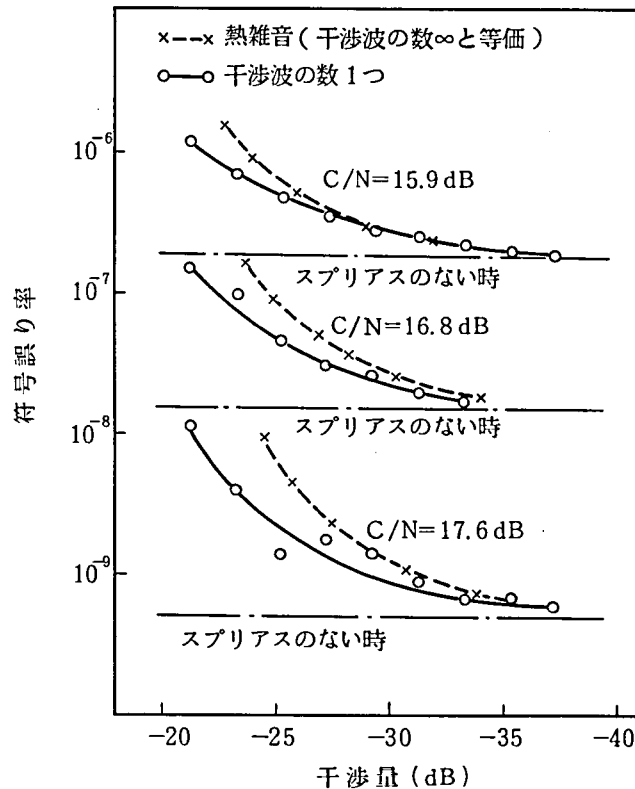


図 2.49 スプリアスによる符号誤り率劣化の測定結果

## 2.5.4 方形導波管フィルタによるスプリアス干渉抑圧の効果

ミリ波導波管伝送方式では、信号周波数よりずっと高い周波数に発生して多モード領域にあるスプリアス波が大きな干渉を引き起こす可能性のあることが明らかになった。このようなスプリアス干渉を抑圧するため、送受信装置に方形導波管形フィルタを入れて干渉抑圧効果を調べることにした。フィルタとしては種々の形式のものが可能であるが、ここではワッフルアイアン形LPFを用いた。干渉量の大きくなるのは自局内の送受間の干渉であるので、図 2.50 に示すような分波装置、送受信装置の構成で試験を実施した。①～②までの干渉経路があり、その結果は表 2.12 にまとめた。測定は送受信装置のIF出力端にスペクトラムアナライザを接続して行っており、十分小さい干渉量に抑えられていることがわかる。

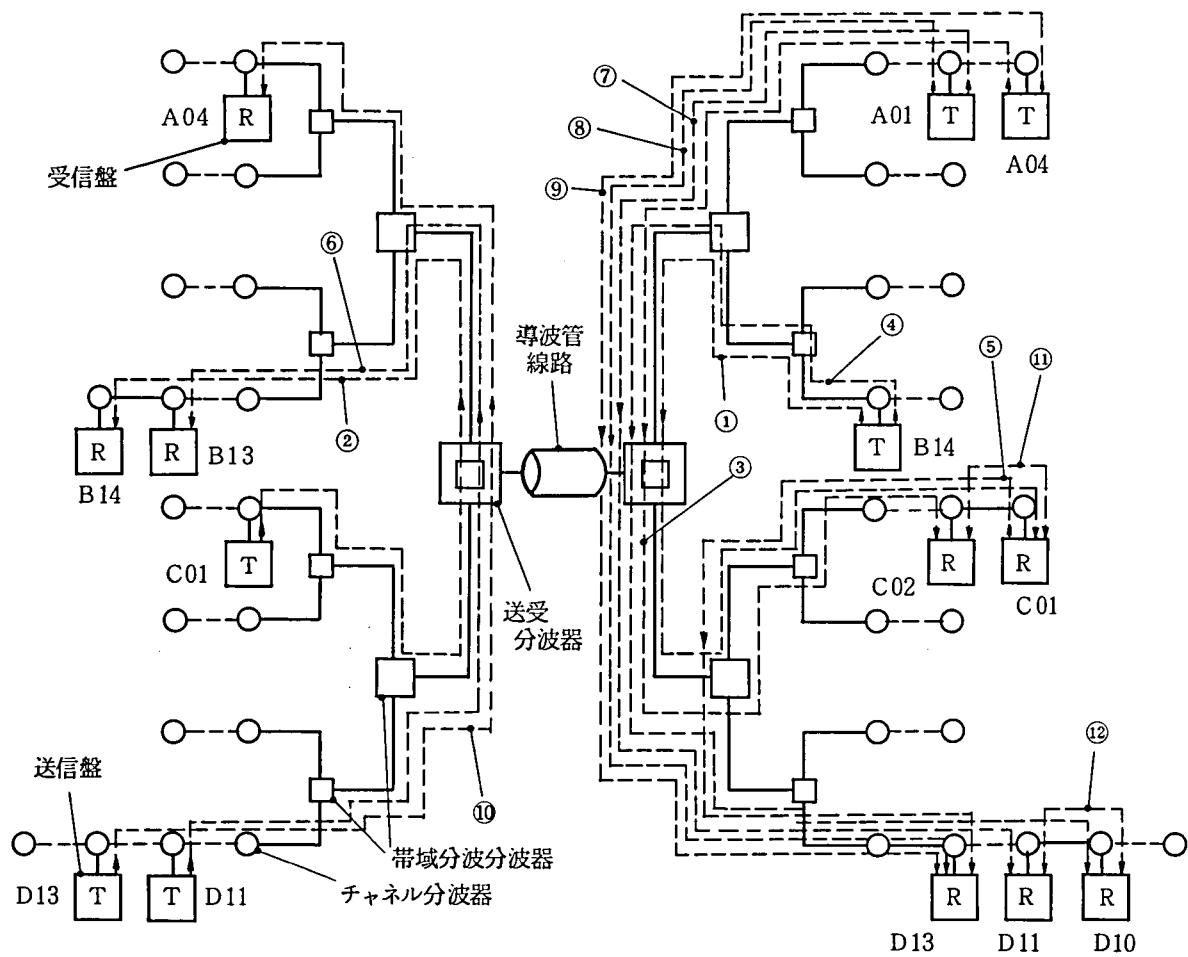


図 2.50 スプリアス干渉経路

表 2.12 室内総合試験におけるスプリアス干渉の測定結果

スプリアス干渉の種類			チャネル		干渉経路*	干渉量** (dB)
			干渉	被干渉		
基本波スプリアス	アップコンバータ	$f_{LO} + 2f_{IF}$ 発生	B14	C01	①	-39
		$f_{LO}$ 発生	C01	B14	②	-45 以下
高調波スプリアス	通倍器	$\frac{3}{2}f_{LO}$ 発生	A04	C02	③	-45 以下
		$\frac{4}{3}f_{LO}$ 発生	B14	D10	④	-45 以下
		$\frac{4}{3}f_{LO}$ 発生	C01	D13	⑤	-50 以下
		$\frac{4}{3}f_{LO} + f_{IF}$ 受信	D11	B13	⑥	-45 以下
	アップコンバータ	$2f_{LO}$ 発生	A01	D11	⑦	-45 以下
		$2f_{LO} + f_{IF}$ 発生	A01	D13	⑧	-40 以下
		$2f_{LO} - 2f_{IF}$ 発生	A04	D13	⑨	-40 以下
	ダウンコンバータ	$2f_{LO} + f_{IF}$ 受信	D13	A01	⑩	-40 以下
		$2f_{LO}$ 発生と $2f_{LO} \pm f_{IF}$ 受信	C01	C02	⑪	-45 以下
			C02	C01	⑪	-45 以下
			D10	D11	⑫	-50 以下
			D11	D10	⑫	-50 以下

\* 図 2.50 の干渉経路参照。

\*\* CW干渉波で測定，ただし干渉波がスペクトラムの広がりをもつものに対しては，干渉波を $\pm 0.4 \text{ GHz}$ の範囲で変化して測定し最悪値を記した。

## 2.5.5 ま と め

多モード方形導波管フィルタの応用例として、ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉の問題を取り上げた。この方式では通信に利用する帯域が1オクターブ近くあり、その中に多くのチャネルの送受信装置があり、用いている固体電子回路から発生するスプリアス波が大きな干渉を与える可能性がある。

そこで固体電子回路によって発生するスプリアスの周波数、発生量を検討し、そのスプリアス干渉の経路と干渉量を考察し、干渉波を抑圧する必要があることを述べた。そこで方形導波管形フィルタを送受信装置に入れてスプリアス波を抑圧し、これを分波装置と接続して総合的な干渉試験を行い、十分な抑圧効果のあることを確認した。

## 第3章 多モード低損失伝送線路

電磁波を通信に利用するには、伝送媒体が重要である。自由空間を伝送媒体として用いる無線通信は自然環境の影響を受けやすく、特にミリ波のような超高周波帯では雨による減衰が大きく、通信への利用を大きく制限する。一方同軸ケーブルを用いた有線伝送路は周波数の上昇とともに伝送損失が急激に増加し、マイクロ波以上では実用的な伝送媒体となることは困難になる。

このように超高周波帯、特にミリ波以上の周波数では長距離通信に適した低損失伝送媒体が得難く、これが通信への応用を著しくさまたげていた。

このような中で、円形の金属導波管の伝送特性の理論的な研究の中から、特定のモード ( $TE_{01}$ ) の伝送損失が極端に低くなることが示され、ミリ波を用いた通信の可能性を切り拓くもととなった。

円形導波管の  $TE_{01}$  モードは低損失性という極めて大きな長所をもっているが、その反面多モード系で用いることに伴う多くの欠点を持っており、実用化に際しては多くの問題を残していた。特にその中でも最大の問題は、理想的な円形導波管では  $TE_{01}$  モードの損失は小さいが、導波管にちょっとした曲りがあってもモード変換が生じ、損失がかなり大きくなってしまうことである。最近では、このような問題に対しても多くの有効な対策が考えられるようになり、円形導波管を実用的な伝送線路として使うことも可能になってきている。<sup>[5][6][26][27]</sup>

しかし依然として、もっと低損失で使いやすい伝送媒体を見い出すことは重要な研究課題であり、ミリ波以上の超高周波を開拓する基本テーマとなっている。

本章ではこのような基本的な見解のもとに、種々の新しい伝送線路を提案し、その基本的な特性を明らかにする。

### 3.1 気体線路<sup>(19)~(22)</sup>

#### 3.1.1 まえがき

誘電体線路はミリ波からサブミリ波帯で手頃な大きさと単一モード動作が可能となり使い易い伝送媒体として注目を集めている。しかし現存の誘電体材料を用いたのでは伝送損失が非常に大



きくなってしまう点が最も大きな問題である。ところで誘電体線路では線路の径を波長より十分小さくしておけば、伝送される電磁波の電力の大部分が自由空間中に存在するような動作状態が実現できるので、伝送損失を非常に小さくできる。<sup>[28][29]</sup>しかしこの状態では線路にちょっとした曲りがあっても放射損失が大きくなる。したがって曲りによる放射損失が十分小さいという条件の下で伝送損失を減らすことが重要である。

このためには低損失誘電体材料が必要である。ミリ波からサブミリ波帯では現存の誘電体材料はかなり損失が多く、材料特性の改善は今後の技術進歩を待たねばならない。しかし例外的に気体には非常に損失の小さいものが存在し、<sup>[30][31]</sup>例えば窒素ガス ( $N_2$ ) は 1 THz で損失正接  $\tan \delta = 2.6 \times 10^{-9}$  (1 気圧) とポリエチレンなどこの周波数帯で最も損失の少ない固体に較べて 5 桁以上損失が少ない。<sup>[30]</sup>そこでこのような低損失気体を利用することによって誘電体線路を構成することを考えた。

気体は材料や圧力を変えることによって誘電率の異なったものを得ることができるので、このうち誘電率の高い気体を薄膜の誘電体パイプに封じ込め、パイプの外側は誘電率の低い気体で取り囲んだ構造をとることにする。パイプの膜厚が十分小さければ内部と外部の気体の誘電率差によって、電磁界は内部気体に集中し誘電体線路として動作する。気体の損失が小さいので、非常に低損失な誘電体線路となることが期待できる。

従来これに似たものとしては、0 ガイド<sup>[32]~[34]</sup>とガスレンズ<sup>[35][36]</sup>がある。0 ガイドは薄膜の誘電体パイプを線路として用いるものであり、パイプの内部、外部の気体の誘電率は等しい。この場合は誘電体パイプと気体の誘電率差を利用して誘電体線路としての動作をさせているので、伝送損失を小さくするにはパイプの膜厚を小さくする必要がある、これは放射損失の増大をもたらす。したがって放射損失を考慮に入れて伝送損失を評価する場合には、通常の円柱状誘電体線路に対して本質的な利点はない。

一方、ガスレンズは気体に温度勾配をつけることによって誘電率分布を作り出すものであり、非常に低損失な誘電体線路が得られることは事実であるが、装置が大形になり、実用的な長距離線路には向かない。

本論文で述べる誘電体線路（以下気体線路と称する）は 0 ガイドと似た構造をとりながら、電磁波の伝搬の面から見れば、ガスレンズと同じように低損失気体の誘電率差を利用しようというものである。

なお気体線路の構造そのものは E. A. J. Marcatili によって 1966 年に提案されている。<sup>[37]</sup>しかし彼の関心が光伝送にあったため、比較的低次のモードの利用は不可能であり、非

常に特殊な低損失モードの存在の可能性をスラブ線路近似によって示唆するにとどまり、その以後の発展はなかった。

本論文では、気体線路がミリ波サブミリ波帯では基本モード伝送線路として低損失動作が可能なることを理論解析によって明らかにするとともに、実験によってその基本動作を確認している。

### 3.1.2 気体線路の基本的発想

気体線路の構造を図 3.1 に示す。比誘電率  $\epsilon_2$  のパイプに、比誘電率  $\epsilon_1$  の気体が封じ込

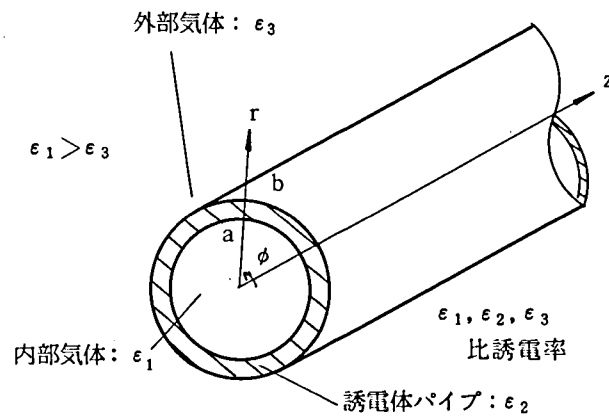


図 3.1 気体線路の構造

められ、外側は比誘電率  $\epsilon_3$  の気体が満たされている。 $z$  方向には一様な断面形状をもっており、電磁波はこの方向に伝搬する。誘電率分布は図 3.2 に示すように、 $\epsilon_1, \epsilon_3$  は気体の比誘電率であり 1 に近いが、 $\epsilon_2$  は固体の比誘電率でありそれらよりかなり大きい。

$\lambda_0$  を電磁波の自由空間波長とし、次の条件を満足するように線路構造を選ぶことにする。  
即ち

$$b - a \ll a \quad (3.1.1)$$

$$\frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3} \gg 1 \quad (3.1.2)$$

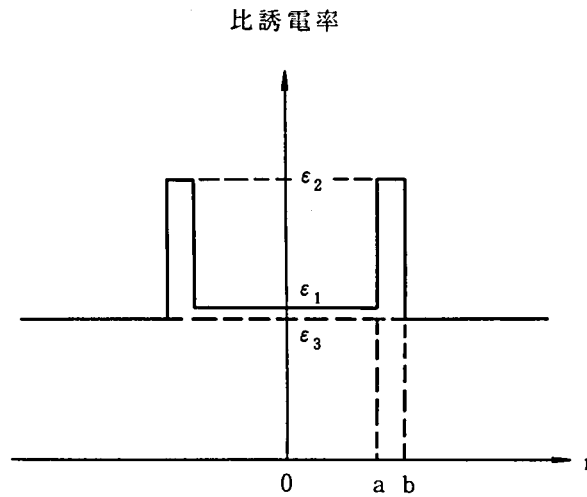


図 3.2 断面内の誘電率分布

パイプの比誘電率が高いため通常は電磁波はここに集中するが、(3.1.1)の条件はパイプへの電磁波の集中を妨げ、(3.1.2)の条件は内部気体への電磁波の集中を与える。したがって損失の多いパイプ部分の電力が少なくなり伝送損失が低減されるとともに、内部気体に電磁波が強く集中するため曲りによる放射損失も小さくできる。

気体線路の特性は気体の誘電体としての性質に大きく依存している。そこで気体の誘電率と誘電損失について付録(A. 3.1.1)にまとめておく。気体の比誘電率は1.001~1.02程度と小さいが、無極性気体では損失も十分小さく通常は無視できる。

### 3.1.3 基本モード伝送特性の解析

最も重要な基本モード( $HE_{11}$ )の伝送特性を解析し、0ガイドに対して本質的な優位性を持っていることを示す。このため電磁界分布と伝送損失の解析法を述べ、誘電体線路の特性を知る上で重要なパラメータとなる線路の各部で伝送される電力の割合を調べ、内部に誘電率の高い気体を封じ込めることによる効果を明らかにしていく。

図3.1に示す気体線路において、 $z$ 方向に伝搬する $HE_{11}$ モードを考える。円柱状誘電体線路の解析<sup>[28]</sup>をこの場合に適用し、3つの領域に分けて電磁界分布を求める。

$$r \leq a$$

$$E_z = A I_1(\kappa r) e^{-i\phi} \quad (3.1.3)^*$$

$$H_z = B \frac{i\kappa}{\omega \mu_0} I_1(\kappa r) e^{-i\phi}$$

$$a \leq r \leq b$$

$$E_z = \{ S J_1(\sigma r) + T N_1(\sigma r) \} e^{-i\phi}$$

$$H_z = \frac{i\sigma}{\omega \mu_0} \{ U J_1(\sigma r) + V N_1(\sigma r) \} e^{-i\phi} \quad (3.1.4)$$

$$b \leq r$$

$$E_z = C K_1(r r) e^{-i\phi}$$

$$H_z = D \frac{i r}{\omega \mu_0} K_1(r r) e^{-i\phi} \quad (3.1.5)$$

ここに  $A, B, C, D, S, T, U, V$  は定数,  $\omega, \mu_0$  は角周波数, 真空の透磁率,  $J_1, N_1, I_1, K_1$  はベッセル関数であり,  $\kappa, \sigma, r$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \kappa^2 &= \beta^2 - \epsilon_1 k_0^2 \\ \sigma^2 &= \epsilon_2 k_0^2 - \beta^2 \\ r^2 &= \beta^2 - \epsilon_3 k_0^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.1.6)^*$$

$\beta$  は伝搬定数,  $k_0$  は自由空間波数である。なお  $z$  および  $t$  (時間) に対する依存性は

条件によっては

$$E_z = A J_1(\kappa r) e^{-i\phi}$$

$$H_z = B \frac{i\kappa}{\omega \mu_0} J_1(\kappa r) e^{-i\phi}$$

$$\kappa^2 = \epsilon_1 k_0^2 - \beta^2$$

とおく必要がある。

$e^{i(\omega t - \beta z)}$ を仮定している。これから他の電磁界成分 ( $E_r$ ,  $E_\phi$ ,  $H_r$ ,  $H_\phi$ )を求め、 $r=a$ ,  $b$ で  $E_z$ ,  $E_\phi$ ,  $H_z$ ,  $H_\phi$  の連続条件を用いることにより次式が得られる。(付録A. 3.1.2 参照)

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{18} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{28} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{81} & a_{82} & \cdots & a_{88} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ \vdots \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.1.7)$$

$A$ ,  $B$ ,  $\cdots V$  が無意味な解を持たない条件から,  $\beta$  が定まり, 電磁界分布が決定される。

損失による電磁界分布の乱れが十分小さいとすれば, 伝送損失  $\alpha_d$  は次式で与えられる。<sup>[28]</sup>

$$\alpha_d = \frac{W}{2P} \quad (3.1.8)$$

ここに  $P$  は  $z$  方向に伝送される全電力,  $W$  は単位長当りの損失である。気体は誘電体パイプに比べて十分低損失と考えることができるので, 損失はパイプの部分でのみ生ずるとし, この部分の損失正接を  $\tan \delta_2$  とすれば

$$P = \frac{1}{2} \int_0^\infty (E_r H_\phi^* - E_\phi H_r^*) r dr \quad (3.1.9)$$

$$W = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2 \tan \delta_2}{2} \int_a^b (|E_\phi|^2 + |E_r|^2 + |E_z|^2) r dr$$

となる。

伝送電力  $P$  は各部に分れて伝送されていると考えることができ,  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  をそれぞれ内部気体, 誘電体パイプ, 外部気体によるものとすれば

$$P_1 = \frac{1}{2} \int_0^a (E_r H_\phi^* - E_\phi H_r^*) r dr$$

$$P_2 = \frac{1}{2} \int_a^b (E_r H_\phi^* - E_\phi H_r^*) r dr \quad (3.1.10)$$

$$P_3 = \frac{1}{2} \int_b^\infty (E_r H_\phi^* - E_\phi H_r^*) r dr$$

となる。

以上によって気体線路の伝送特性を求める理論式が揃ったことになる。

### 3.1.4 基本モード伝送特性の数値計算結果

ミリ波気体線路の伝送特性の具体的な数値結果を示し、0 ガイドとの違いを定量的に明らかにする。低損失な気体ではその比誘電率はA.3.1.1に示すようにせいぜい1.01程度であるので、この程度でどれだけ内部気体の誘電率が高いことによる効果が得られるかがポイントである。条件(3.1.1)、(3.1.2)を考慮するとともに、実験との対応をとることから $a=10\text{mm}$ ,  $b=10.04\text{mm}$ ,  $\epsilon_1 \sim 1.01$ ,  $\epsilon_2=2$ ,  $\tan\delta_2=10^{-4}$ ,  $\epsilon_3=1$ とした。この場合(3.1.1)は満たされているが、(3.1.2)は $\epsilon_1=1.01$ ,  $\lambda_0=3\text{mm}$ では

$$\frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3} = 2.1 > 1 \quad (3.1.11)$$

と十分には満足していない。しかし実際上のパラメータとして適当なのでこのように選んだ。

図3.3は $\epsilon_1$ をパラメータにして伝送損失の周波数特性を求めたものである。全体の傾向としては電磁波の波長( $\lambda_0$ )が長くなれば、誘電体パイプで伝送される電力が減って低損失になる。このことは次に示す図3.4の各部で伝送される電力の割合を見るとよくわかる。図3.3だけでは $\epsilon_1$ による伝送損失の差は余り見られない。しかし図3.4を参照しながら比較すると $\epsilon_1$ によって相当動作の異なっていることが分かる。図3.4は $\epsilon_1$ をパラメータにして各部の伝送電力の割合の周波数特性を求めたものである。 $\epsilon_1=1$ で $\lambda_0=5\text{mm}$ ではほとんどの電力が外部気体にあり、図3.3では低損失になっているが、線路として電磁波を導く作用が弱いので実際はほとんど使えない。これに対し、 $\epsilon_1=1.01$ とすれば内部気体の電力が増えて伝送損失も増加している。したがって $\epsilon_1$ を大きくした効果は内部気体への電力を集中させることに現われており、これは放射損失を減らすことになる。

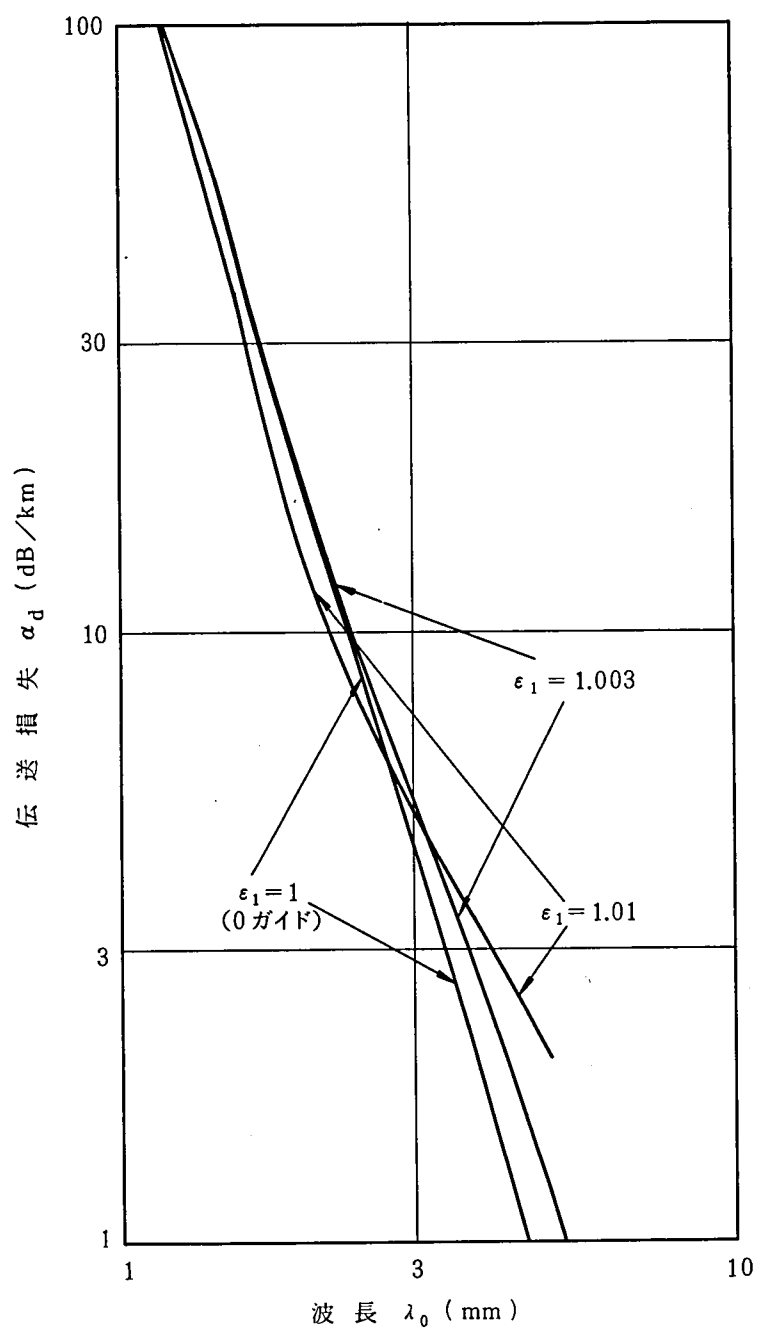


図 3.3 気体線路の伝送損失

$$\left( \begin{array}{l} a = 10 \text{ mm}, \quad b = 10.04 \text{ mm} \\ \epsilon_2 = 2, \quad \epsilon_3 = 1, \quad \tan \delta_2 = 10^{-4} \end{array} \right)$$

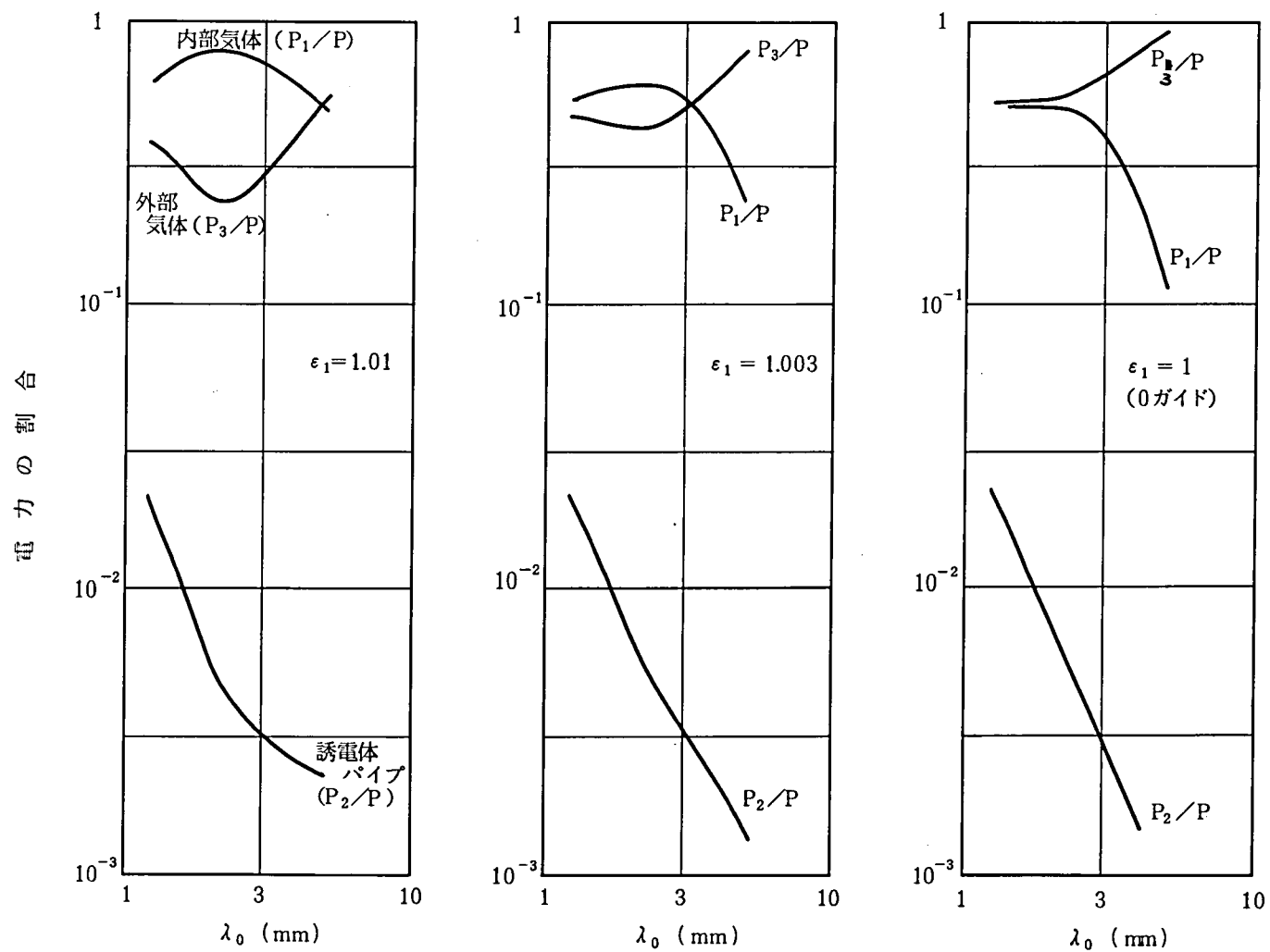


図 3.4 気体線路の各部分で伝送される電力の割合

( $a=10\text{mm}$ ,  $b=10.4\text{mm}$ ,  $\epsilon_2=2$ ,  $\epsilon_3=1$ )



これを定量的に評価するため放射損失を求める。誘電体線路の曲りによる放射損失を厳密に求めるには複雑な計算を必要とするが、文献[38]には種々の立場からの理論考察の結果<sup>[39]~[43]</sup>がいずれも同じような式に帰着することが報告されている。放射損失を $\alpha_R$ とすると

$$\alpha_R = \frac{1}{2} \left( \frac{r}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left( - \frac{2 R r^3}{3 k_0^2} \right) \quad (3.1.12)$$

となる。ここに $R$ は曲りの半径である。多層誘電体の放射損失<sup>[44]</sup>についても(3.1.12)と指数関数部分が一致する。したがってここでは放射損失の計算に(3.1.12)を用いることにする。

図3.5に放射損失の計算結果を示す。 $R = 20\text{ m}$ についての結果であり、波長によって大きく変り、 $\epsilon_1$ によっても大きな影響を受ける。例えば $\lambda_0 = 3\text{ mm}$ ,  $\epsilon_1 = 1.01$ では $\alpha_R < 10^{-2}\text{ dB/km}$ と非常に小さいが、 $\epsilon_1 = 1$ とすれば $\alpha_R > 10^3\text{ dB/km}$ と5桁以上も増加する。

$\alpha_R = 1\text{ dB/km}$ となる点で比較すると、 $\epsilon_1 = 1.01$ では $\lambda_0 = 4\text{ mm}$ となり、図3.3から $\alpha_d = 3\text{ dB/km}$ となるが、 $\epsilon_1 = 1$ では $\lambda_0 = 1.8\text{ mm}$ となり、 $\alpha_d = 26\text{ dB/km}$ となる。したがって同一の放射損失という条件で気体線路を0ガイドと比較すると、~~伝送損失~~ <sup>減衰定数</sup>は約1桁小さくなっていることがわかる。

このように誘電体パイプに誘電率の高い気体を封じ込めることは、放射損失を小さく保った上で、伝送損失を下げるという観点から大きな効果を有することが明らかになった。

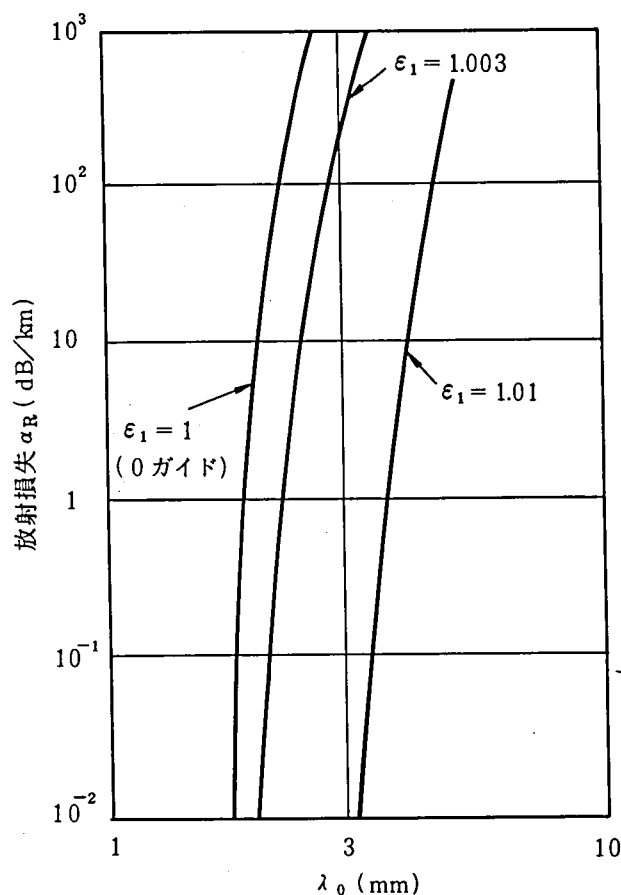


図 3.5 放射損失の計算値

$$\left( \begin{array}{l} a = 1.0 \text{ mm}, \quad b = 10.04 \text{ mm} \\ \epsilon_2 = 2, \quad \epsilon_3 = 1, \quad R = 20 \text{ m} \end{array} \right)$$

### 3.1.5 気体線路の伝送実験

気体線路の低損失性を実証するためには、材料の選定が重要である。誘電体パイプとしては低損失で、誘電率も低い方が電磁界の集中が少くなり望ましい。膜厚は可能な限り薄くし、その場合にも丈夫であることが必要である。そこでパイプとしてはポリエチレンを用い、直径（2a）2.23mm、厚み（b-a）40μm のものを採用した。パイプの内側に入る気体としては、誘電率が大きく損失の少ないものが必要である。常温で気体となる無極性炭化水素で分子量の大きいブタン（C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>）を選んだ。<sup>\*</sup> 外部気体としては簡単のため空気とした。空気は

\* ブタンの誘電特性については必ずしもよく知られていない。付録A 3.1.1 に示す類似の気体の誘電率から推定すると、C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>→C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>→C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> となるにしたがい誘電率が高くなること、およびC<sub>4</sub>H<sub>8</sub>のそれに近いことから  $\epsilon_1 = 1.003 \sim 1.004$  程度と考えられる。ブタンは無極性気体であり、損失は十分小さいと考えてよい。

$\epsilon_s = 1.00054 \sim 1$  であり、損失も十分小さい。

実際の気体線路の構造と実験に用いた測定回路を図 3.6 に示す。ボタンを 1 気圧強でポリエチレンパイプに充填し、パイプの両端はテーパ状に細くしてゴムで縛り、モード励振器と結合させる。支持は、線路をモード励振器に固定して空中に浮かせる方法をとっている。モード励振器は方形導波管の  $TE_{10}$  モードから円形  $TE_{11}$  モードに変換し、誘電体線路の  $HE_{11}$  モードとする構成になっている。発振器は掃引信号発生器あるいはクライストロン発振器を用い、検出は電力計あるいは検波器を用いた。

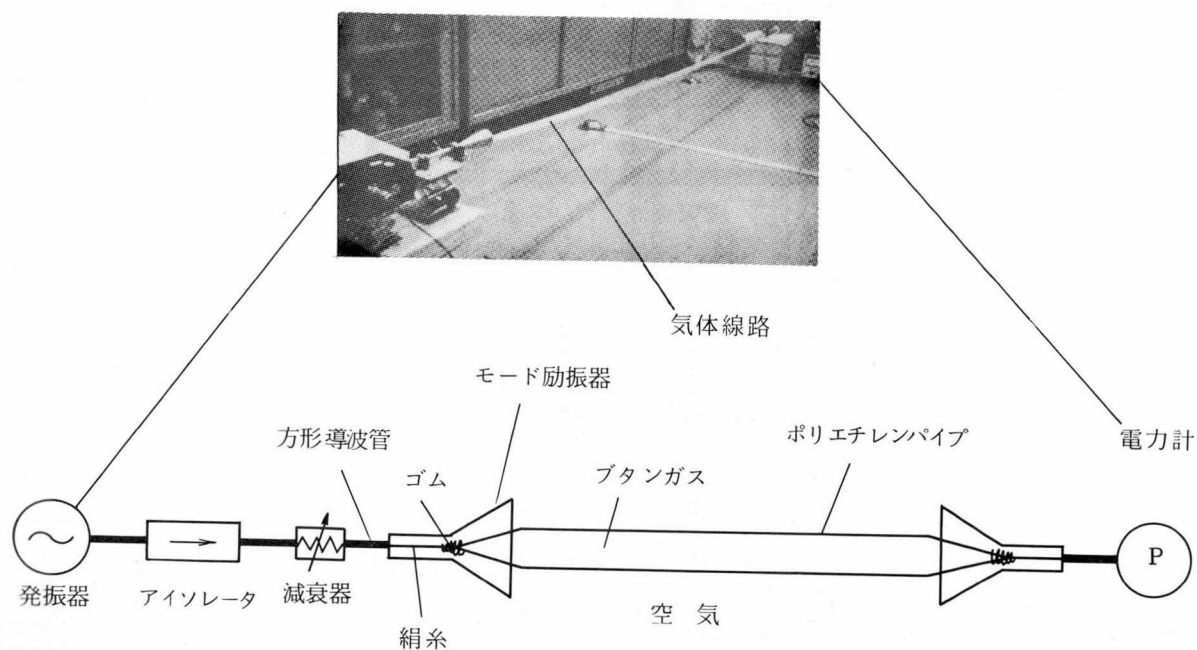
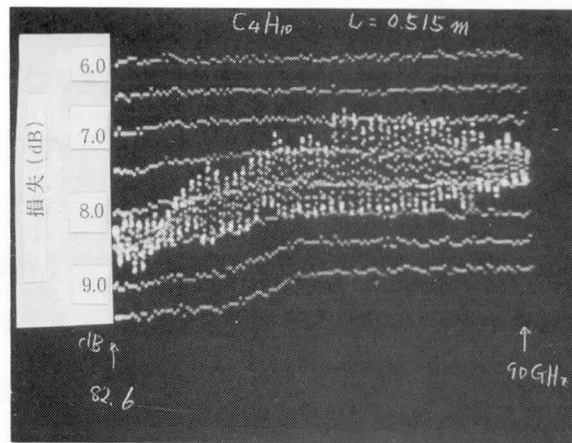
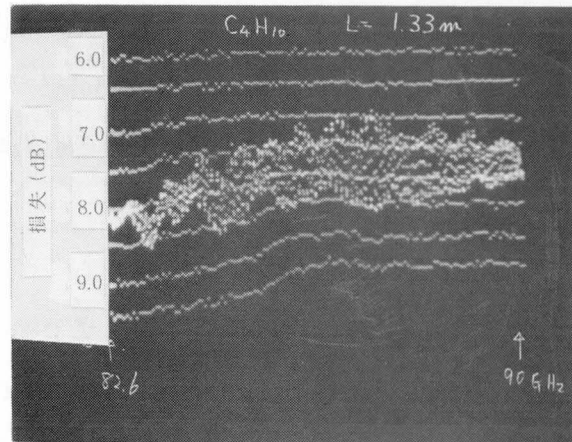


図 3.6 測定回路

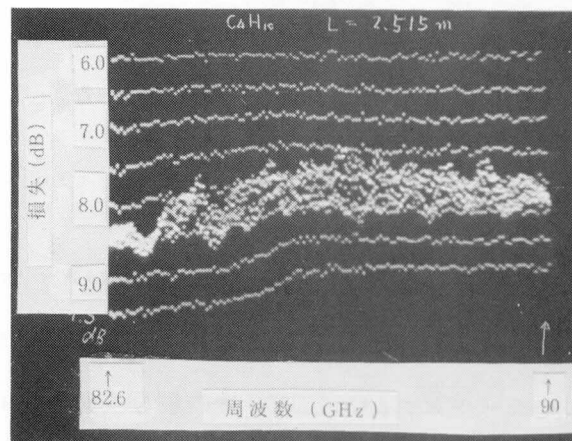
伝送損失は、長さの異なる線路を 幾つか用意して、線路長の違いによる損失の差から求めた。まず、82.6~90GHz 帯で線路長をパラメータにモード励振器を込みにした線路損失を求めた結果を図 3.7 に示す。線路損失の周波数特性にリプルが生じているのはモード励振器の反射のためである。正確な損失の評価は困難であるが、0.4 dB/m 以下の範囲に入っている。モード励振器の損失は 1 つ当たり 3.5~4.0 dB と見積れる。線路損失は理論値と直接比較できる値ではないが、気体線路最初の実験として低損失性は示し得た。



線路長 0.515 m



線路長 1.33 m



線路長 2.515 m

図 3.7 線路損失の周波数特性の測定結果  
(モード変換器の損失を含む)

次に周波数を変えて損失測定を行った。測定は110, 154, 192 GHzの3周波であり、110, 154 GHzはクライストロン発振器を、192 GHzは通倍器<sup>(23)</sup>を用いた。線路損失は線路長の変化による損失変化から求めた。周波数が上るにつれて放射損失が減少し線路の真直度による影響は軽減される傾向が見られ、損失としては0.3 dB/m以下となった。

気体線路の伝送特性が、自由空間伝搬や0ガイドの伝搬とは全く異なっていることを確認する実験を行った。図3.6の回路で気体線路を取り除くと、モード励振器はアンテナとして動作するようになる。この場合の損失は自由空間伝搬損失 $L_t$  (dB)によって与えられ、次式となる。

$$L_t = 10 \log_{10} \left( \frac{\lambda_0}{4\pi d} \right)^2 - G_T - G_R \quad (3.1.13)$$

ここに $d$ はアンテナ間距離、 $G_T$ ,  $G_R$ はそれぞれ送信、受信アンテナの利得である。80 GHz帯の測定では $G_T = G_R = 25$  dBとなり、 $d = 1$  mで $L_t = 21$  dBと大きな値になる。このことは明らかに自由空間伝搬による損失は十分大きく、気体線路の伝送損失測定には無視できることを示している。

また、ポリエチレン内部の気体をボタンから空気に入れ換えることにより、0ガイドを製作し、80 GHz帯で伝送損失の測定を行った。0ガイドによる伝送では、放射損失が大きすぎて、通常の線路としての損失は求められなかった。実際の線路では若干の曲りは避けられず（本実験では曲り半径 $R = 20$  mと見積れる）、図3.5の放射損失の理論値からも明らかなように0ガイドの放射損失は極めて大きくなっていることによると考えられる。

以上の実験から、気体線路が低損失誘電体線路として有望であり、この動作特性は自由空間伝搬や0ガイドと全く異なる独自のものであることが確認できた。

### 3.1.6 ま と め

ミリ波サブミリ波用の低損失誘電体線路として、薄膜誘電体パイプの内部に誘電率の高い気体を封じ込め、パイプの外側には誘電率の低い気体で囲まれた構造の線路（気体線路）を提案した。気体線路の基本 $HE_{11}$ モードについて伝送特性の解析を行い、内部に誘電率の高い気体を入れたことの効果を0ガイドと比較しながら明らかにした。その結果気体線路では内部気体に伝送電力が集中しやすくなるため、曲りによる放射損失が著しく減少する。このことは逆に放射損失が同じになる動作条件では、伝送損失が非常に小さくなることにもなる。

気体線路の低損失動作を確認するための実験を行った。実験ではポリエチレンパイプ（直径2.23 mm, 厚み40  $\mu$ m）にボタンガスを封じ込め外側は空気とする気体線路を作製し、80～

200GHz で伝送損失を測定し 0.4 dB/m 以下という低損失な特性を得た。

## 3.2 気体線路の低損失モード<sup>(24) ~ (27)</sup>

### 3.2.1 まえがき

気体線路は、薄膜誘電体パイプの内部の気体の誘電率と外部の気体の誘電率の差を利用して、電磁波を線路にとじこめながら伝搬させようとするものである。したがって誘電体パイプ自体は電磁波の伝搬に本質的な役割を果たすものでなく、ただ2種の気体を仕切るためにのみ用いている。ところが誘電体パイプの誘電損失が大きいと、気体線路の伝送損失はこの部分に大きく左右される。したがって気体線路の低損失性を十分に生かすには、パイプを極力薄くすることが必要になってくる。

実際にはパイプを薄くしていくと、機械的強度が失なわれるとともに、気密性も乏しくなり、このような方法による低損失化には限界がある。

そこで、パイプの膜厚をかなり大きくしても、パイプの部分には電磁界が集中せず、大部分の伝送電力が内部気体に集中するような状態が実現できれば、気体線路の特長である放射損失を小さく押さえた上で伝送損失を小さくすることが可能になってくる。

本節では、このような状態が高次モードをある条件で用いることにより可能であることを示す。そしてそのような動作の物理的な意味を明確にするため、電磁界分布の簡単なTE<sub>0n</sub>モード系でその動作を考察することにする。

### 3.2.2 気体線路のTE<sub>0n</sub>モードの解析

図3.1の気体線路において、z方向に伝搬するTE<sub>0n</sub>モード波の伝送特性を求める。Hzは

$$Hz = \begin{cases} A I_0(\kappa r) & (\text{or } A J_0(\kappa r)), r \leq a \\ S J_0(\sigma r) + T N_0(\sigma r), & a \leq r \leq b \\ C K_0(r r) & , b \leq r \end{cases} \quad (3.2.1)$$

とおくことができる。これから他の電磁界成分( $E_\phi$ ,  $H_r$ )を導き、 $r=a$ ,  $b$ での境界条件を課することにより、電磁界分布が定まる。(付録A.3.2.1 参照)

伝送損失は式 (3.1.8) で与えられ、P, Wは次式で計算できる。

$$P = \frac{1}{2} \int_0^\infty E_\phi H_r^* r dr \quad (3.2.2)$$

$$W = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2 \tan \delta_2}{2} \int_a^b |E_\phi|^2 r dr \quad (3.2.3)$$

Pは式 (3.1.10) と同様に  $P_1, P_2, P_3$  に分けられ、付録 (A.3.2.1) に示す式になる。

誘電体線路では正規化周波数( $v$ )を用いてその特性を議論することがよく行われる。気体線路についても次のように  $v$  を定義することができる。 $r \leq b$ における平均的な誘電率 $\bar{\epsilon}$ は次式で与えられる。<sup>[45]</sup>

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_1 \left(\frac{a}{b}\right)^2 + \epsilon_2 \left\{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2\right\} \quad (3.2.4)$$

これを用いて  $v$  は、

$$v = \frac{2\pi b}{\lambda_0} \sqrt{\bar{\epsilon} - \epsilon_3} \quad (3.2.5)$$

となる。

誘電体パイプを取り除き、内部と外部の気体の誘電率差だけで定義した  $v$  を  $v_g$  とすれば、

$$v_g = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3} \quad (3.2.6)$$

となる。

TE<sub>on</sub> モードのカットオフ周波数は  $v$  から近似的に定めることができ、 $v = 2.40$  (TE<sub>01</sub>), 5.52 (TE<sub>02</sub>), 8.65 (TE<sub>03</sub>) となる。

内部と外部の気体の誘電率が等しければ ( $\epsilon_1 = \epsilon_3$ ), 0 ガイドとなり、この時のカットオフ波長は次式で与えられる。<sup>[33]</sup>

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{c[on]} &= \sqrt{2} \pi a \sqrt{\frac{b}{a} - 1} \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_3}, \text{ TE}_{01} \\ \lambda_{c[on]} &= \frac{2(b-a)}{n-1} \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_3}, \text{ TE}_{on} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.7)$$

### 3.2.3 TE<sub>on</sub> モード伝送特性の数値計算結果

ミリ波サブミリ波帯の低損失動作を見い出すことを目標にTE<sub>on</sub> モードの伝送損失を数値計

算した。図 3.8 は  $TE_{01}$  モードの伝送損失の周波数特性を誘電体パイプの厚みを  $(b-a)$  をパラメータにして求めたものである。また図 3.9 はこの時の線路の各部で伝送される電力の割

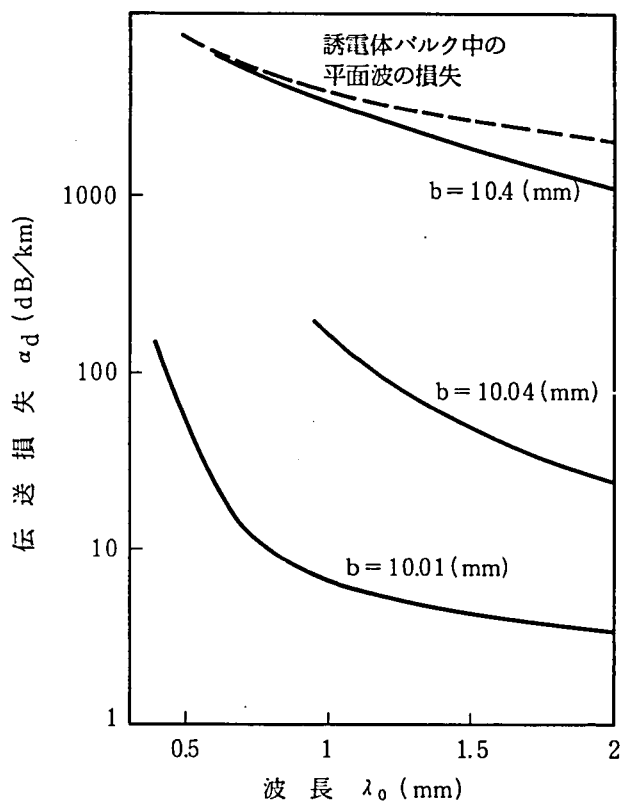


図 3.8 気体線路の伝送損失

$$\left( \begin{array}{l} TE_{01} \text{ モード} \\ a = 10 \text{ mm}, \epsilon_1 = 1.01, \epsilon_2 = 2, \epsilon_3 = 1, \tan \delta_2 = 10^{-4} \end{array} \right)$$

合を示した。低損失にするためにはパイプの厚みを薄くするのが効果的である。そうすればパイプの部分の電力が減り、内部気体の電力の割合が増すためである。しかし当然パイプの強度は失われていき実際の使用条件には耐えられなくなる。波長  $(\lambda_0)$  を長くしても損失が減るが、これは電力がパイプから外部気体に移っていくためである。このような  $TE_{01}$  モードの特性は 3.1 節で述べた  $HE_{11}$  モードと定性的に同じであり、3.2.1 で指摘した欠点を引き継いでいる。



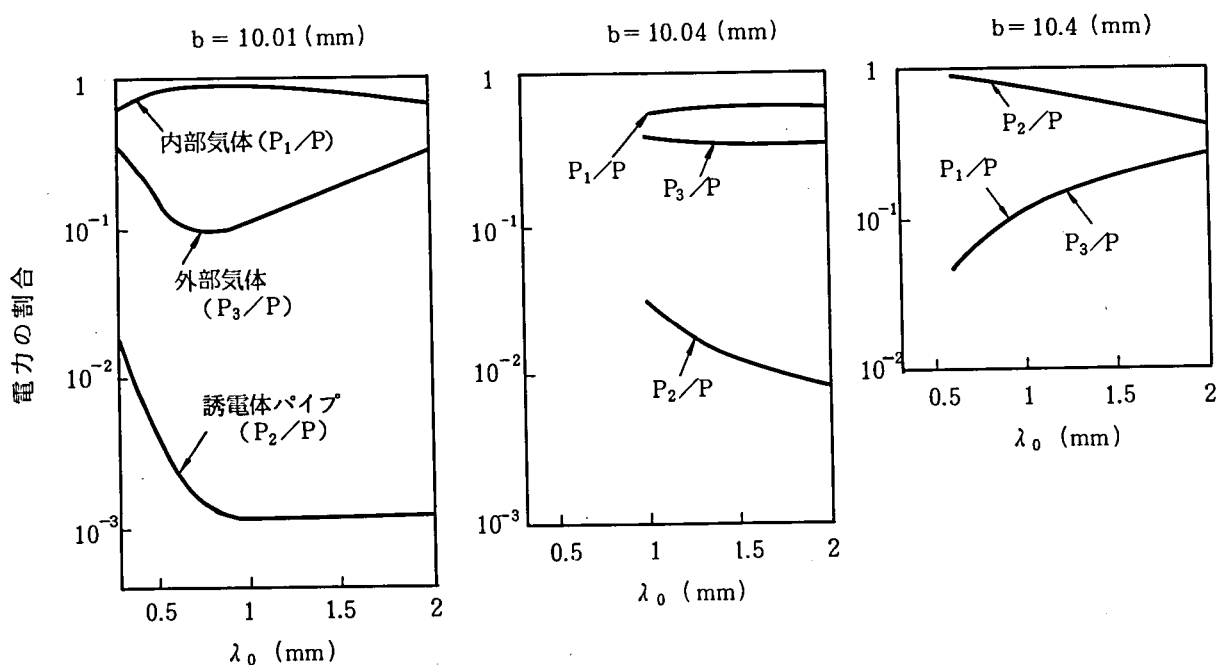
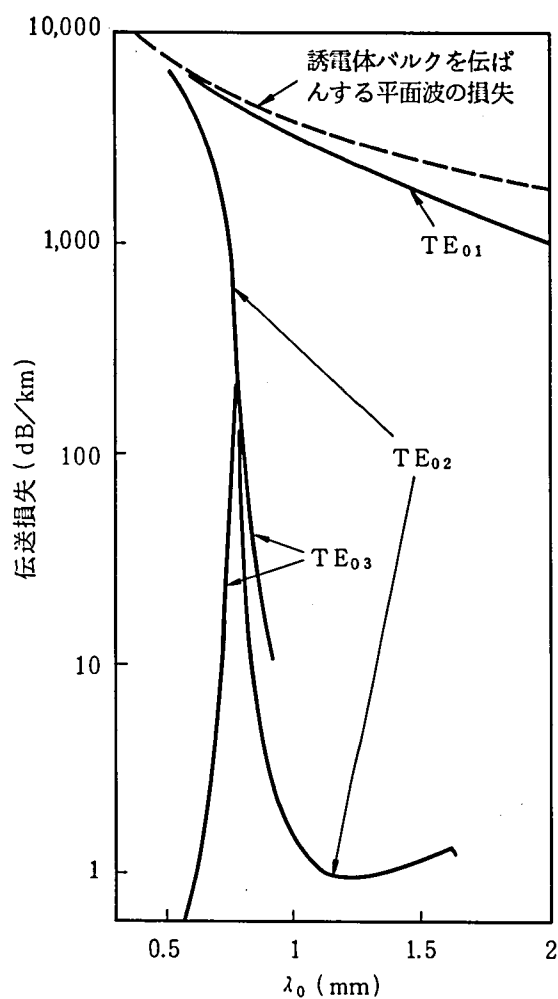


図 3.9 気体線路の各部で伝送される電力の割合  
( $a=10\text{ mm}$ ,  $\epsilon_1=1.01$ ,  $\epsilon_2=2$ ,  $\epsilon_3=1$ )

図 3.10 は  $TE_{01}$ ,  $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  モードについて伝送損失の周波数特性を計算したものである。誘電体パイプの厚みは  $b-a=0.4\text{ mm}$  と  $TE_{01}$  モードでは誘電体バルク中の平面波と同じくらいの大きい伝送損失になるところに選んでいる。 $TE_{01}$  モードでは波長  $\lambda_0$  を小さくすれば伝送損失は単調に増加するが、 $TE_{02}$  や  $TE_{03}$  モードでは逆の傾向を示す領域がある。 $TE_{02}$  では  $1.2\text{ mm} < \lambda_0 < 1.6\text{ mm}$ ,  $TE_{03}$  では  $0.5\text{ mm} < \lambda_0 < 0.78\text{ mm}$  がこれに当たり、伝送損失も小さい。図 3.11 は  $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  モードについて線路各部の伝送電力の割合を計算したものであり、上記の波長領域では誘電体パイプ中の電力は  $\lambda_0$  とともに減少し、かつ殆ど電力が内部気体に集中していることがわかる。このように伝送電力が内部気体に集中した状態は、放射損失を小さく保った上で、低損失動作のできる場所であり、誘電体パイプを比較的厚くしたにもかかわらず、このような低損失領域が存在することは注目に値する。

図 3.12 は放射損失の周波数特性を計算したものである。放射損失は  $\lambda_0$  に敏感な関数であり、 $TE_{02}$  では  $\lambda_0 < 1.3\text{ mm}$ ,  $TE_{03}$  では  $\lambda_0 < 0.8\text{ mm}$  では無視できる値 ( $0.1\text{ dB/km}$  以



$$\left( \begin{array}{l} a = 10 \text{ mm}, \quad b = 10.4 \text{ mm}, \quad \epsilon_1 = 1.01 \\ \epsilon_2 = 2, \quad \epsilon_3 = 1, \quad \tan \delta_2 = 10^{-4} \end{array} \right)$$

図 3.10 気体線路の伝送損失

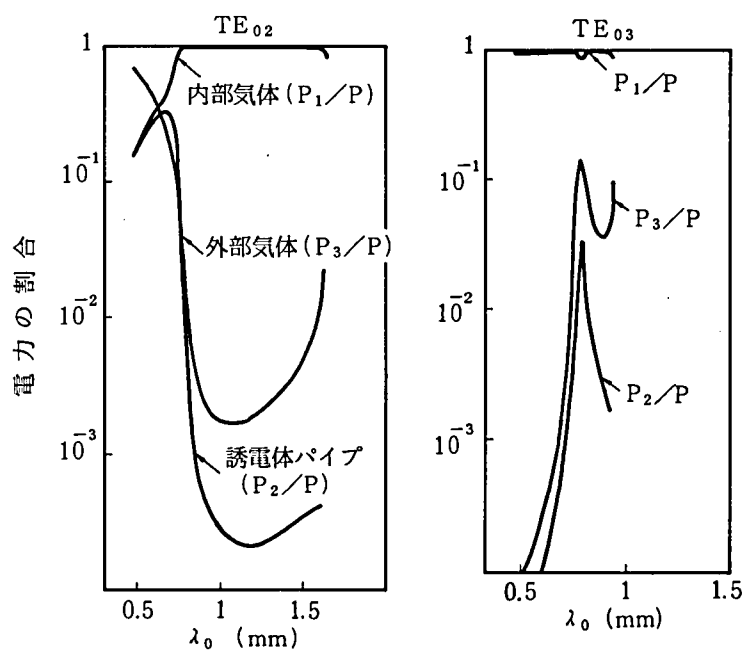


図 3.11 各部で伝送される電力の割合

下)になってしまう。

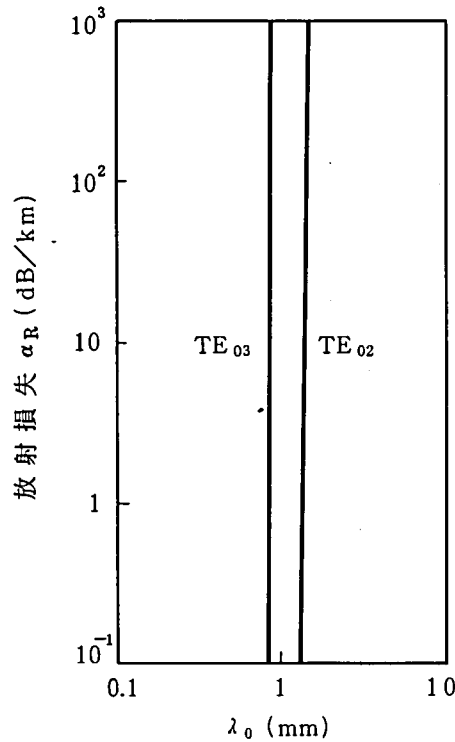


図 3.12 放射損失の計算値

( $a=10\text{ mm}$ ,  $b=10.4\text{ mm}$ ,  $\epsilon_1=1.01$ ,  $\epsilon_2=2$ ,  $\epsilon_3=1$ )

以下の計算をまとめて見ると、 $TE_{01}$  モードでは誘電体パイプが厚くなると伝送損失が大きくなってしまいますが、 $TE_{02}$ 、 $TE_{03}$  モードでは伝送電力が内部気体に殆んど集中し、放射損失が十分小さいという条件の下でも伝送損失が極めて小さい領域が存在する。具体的には  $TE_{02}$  では  $0.95\text{ mm} < \lambda_0 < 1.3\text{ mm}$ 、 $TE_{03}$  では  $0.5\text{ mm} < \lambda_0 < 0.65\text{ mm}$  で  $2\text{ dB/km}$  以下の伝送損失となり、通常の誘電体線路より 3 桁以上の損失低減が期待できる。

### 3.2.4 低損失モード存在条件に対する考察

気体線路には内部気体に電磁界が集中するため、非常に低損失となる条件の存在することが明らかになった。この動作条件の物理的意味を考察する。

図 3.13 は電界 ( $E_\phi$ ) の  $r$  方向に対する強度分布を  $TE_{01}$ 、 $TE_{02}$  モードに対して、 $\lambda_0$  をパラメータにして計算したものである。 $TE_{01}$  モードでは誘電体パイプ ( $a \leq r \leq b$ ) に  $E_\phi$  が集中しており、 $\lambda_0$  を小さくするとますます集中が強くなる傾向にある。しかし  $TE_{02}$  モードでは  $\lambda_0$  によって電界分布は大きく変わる。 $\lambda_0$  が小さい時 ( $\lambda_0 = 0.5\text{ mm}$ ) は  $E_\phi$  はパイプの

部分に集中しているが、 $\lambda_0$ が大きくなるにつれて集中が弱くなり、 $\lambda_0 = 1 \text{ mm}$ になると電界は内部気体で最も強くなり、パイプ部分は非常に小さくなる。この電界分布の変化は図 3.10 の伝送損失特性によく対応している。 $\text{TE}_{03}$  モードでも同様の傾向を示す。

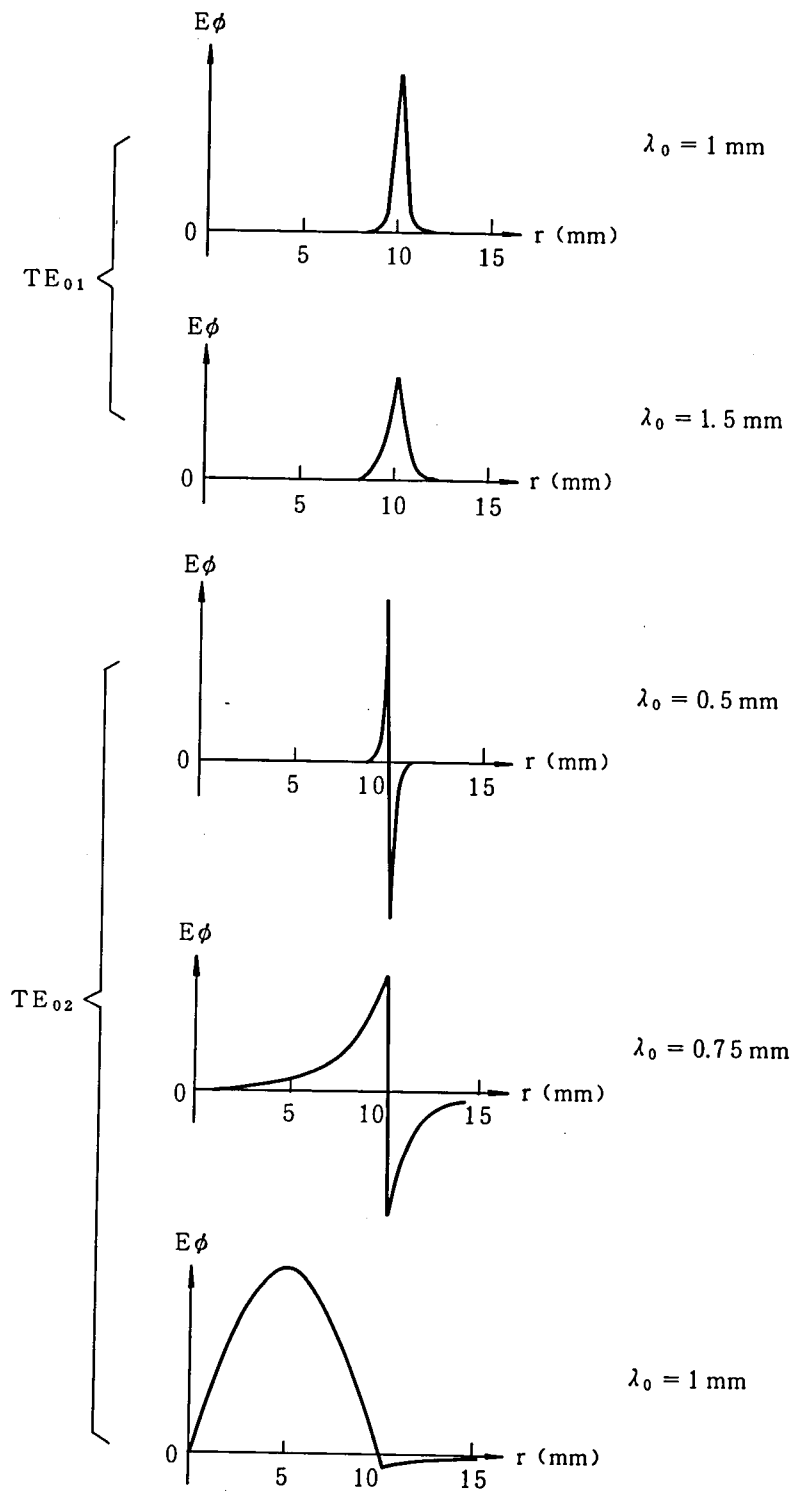


図 3.13 気体線路の電界強度分布

( $a = 10 \text{ mm}$ ,  $b = 10.4 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_1 = 1.01$ ,  $\epsilon_2 = 2$ ,  $\epsilon_3 = 1$ )

$E_\phi (r \leq a)$  は  $\lambda_0$  が小さいときは  $I_1(\kappa r)$  に従い、 $\lambda_0$  が大きくなり、カットオフ波長に近づくとき  $J_1(\kappa r)$  に従って変化する。図 3.14 は  $TE_{01}$ ,  $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  モードについて  $\kappa$  の周波数特性を示したものである。実線は  $\lambda_0$  が小さく  $E_\phi \sim I_1(\kappa r)$  に対応し、点線は  $\lambda_0$  が大きく  $E_\phi \sim J_1(\kappa r)$  に対応する。 $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  モードの点線では  $\kappa \sim 0.38 \text{ mm}^{-1}$  に相当する波長域があり、 $r = a = 10 \text{ mm}$  では  $\kappa r \sim 3.8$ ,  $J_1(\kappa r) \sim 0$  となり、誘電体パイプ部で  $E_\phi \sim 0$  となり、これが低損失領域と対応している。しかし  $TE_{01}$  モードでは  $\lambda_0$  がカットオフ波長近くまでいくと実線から点線に移るが  $\kappa \leq 0.38 \text{ mm}^{-1}$  であり、 $E_\phi \sim 0$  となる波長域は見い出せない。これは  $TE_{01}$  のカットオフ波長 ( $\lambda_c$ ) においては

$$\begin{aligned} r &= 0 \\ \kappa &= \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3} \, k_0 \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

であるので  $\kappa \sim 0.38 \text{ mm}^{-1}$  になるためには

$$\lambda_c \lesssim \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3}}{\kappa} = 1.65 \text{ mm} \quad (3.2.9)$$

の必要があるため、 $TE_{01}$  モードの  $\lambda_c$  は次にのべるようにこの条件を満たさない。

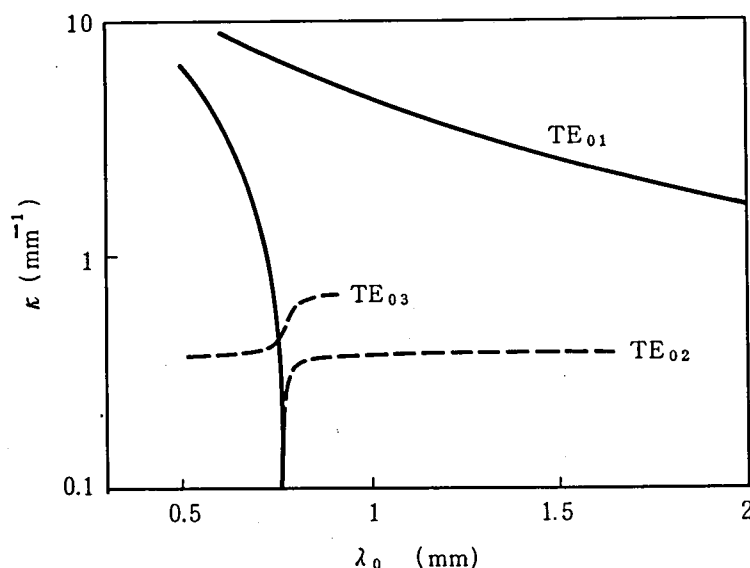


図 3.14  $\kappa$  の計算値

$$\begin{aligned} \text{実線: } H_z &= A I_0(\kappa r), \quad \kappa^2 = \beta^2 - \epsilon_1 k_0^2 \\ \text{点線: } H_z &= A J_0(\kappa r), \quad \kappa^2 = \epsilon_1 k_0^2 - \beta^2 \end{aligned}$$

表 3.1 には  $TE_{01}$ ,  $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  モードのカットオフ波長を比較したものであり, 0 ガイド, 気体線路, パイプの厚さを無限小にした気体線路の 3 者について示している。

表 3.1 カットオフ波長

		0 ガ イ ド	パイプの厚さを 0 にした気体線路	気 体 線 路	
誘 電 率 分 布		$\epsilon_r = \epsilon_3, r \leq a$ $= \epsilon_2, a \leq r \leq b$ $= \epsilon_3, b \leq r$	$\epsilon_r = \epsilon_1, r \leq a$ $= \epsilon_3, a \leq r$	$\epsilon_r = \epsilon_1, r \leq a$ $\epsilon_2, a \leq r \leq b$ $\epsilon_3, b \leq r$	
モード	TE <sub>01</sub>	8.9 mm	2.61 mm	7.91 mm	9.3 mm
	TE <sub>02</sub>	0.8	1.14	3.34	1.64
	TE <sub>03</sub>	0.4	0.79	2.20	0.92
近 似		式 (3.2.7)	式 (3.2.6)	式 (3.2.5)	A. 3.2.1 で与 えた厳密解
			$v(v_g) = 2.40, TE_{01}$ $5.52, TE_{02}$ $8.65, TE_{03}$		
$a = 10 \text{ mm} \quad b = 10.4 \text{ mm} \quad \epsilon_1 = 1.01 \quad \epsilon_2 = 2 \quad \epsilon_3 = 1$					

気体線路のカットオフ波長は内部気体の誘電率の高い効果により, 0 ガイドのカットオフ波長より長くなっている。しかし  $TE_{01}$  モードについては, 0 ガイドのカットオフ波長とあまり変わらない。これは内部気体の誘電率の効果を現わす次の正規化周波数  $v_g$

$$v_g = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3} \quad (3.2.10)$$

の値を見るとよくわかる。即ち 0 ガイドの  $TE_{01}$ ,  $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  のカットオフ波長で計算した  $v_g$  はそれぞれ  $v_g = 0.71, 7.9, 15.7$  となり,  $TE_{01}$  では  $v_g$  が小さく気体線路にしてもカットオフ波長はそれほど大きくならないが,  $TE_{02}$ ,  $TE_{03}$  では  $v_g$  がかなり大きく, 大幅にカットオフ波長を変え, それに伴い伝送特性も変えてしまう。この傾向は高次モードになるほど著しく 0 ガイドとしてのカットオフ波長になって誘電体パイプに電磁界を集中させる力が弱った時にも,  $\lambda_0$  自体が小さいので  $v_g$  が大きくなり, このため内部気体に電磁界が集中することになると考えられる。

### 3.2.5 気体の誘電損失の影響

無極性気体は固体に比べて数桁以上低損失であるので、気体線路の伝送損失の評価に際しては気体の誘電損失の影響は無視してきた。しかし適当な動作条件を選べば誘電体パイプに集中する電界を0近くにできることが明らかになり、このような場合には非常に低損失な動作が期待でき、気体の損失の影響も無視できなくなる。ミリ波サブミリ波での気体の誘電特性の実測データは余り多くないが、窒素 ( $N_2$ ) や炭酸ガス ( $CO_2$ ) についてはサブミリ波でピークを持つ緩やかな吸収帯が観測されている。<sup>[30]</sup> そこでこれらの気体を用いて、その影響が顕著な領域で気体線路を構成して伝送特性を調べてみることにした。

図 3.15 の実線は  $TE_{0n}$  モードで気体の損失を無視した場合の気体線路の損失の理論値を示したものであり、点線は材料の損失を示した。誘電体はポリエチレンを想定し、波長依存性を無視して  $\epsilon_r = 2$ ,  $\tan \delta = 10^{-3}$  とした時<sup>[30]</sup> の計算値である。 $N_2$ ,  $CO_2$  の損失は1気圧における

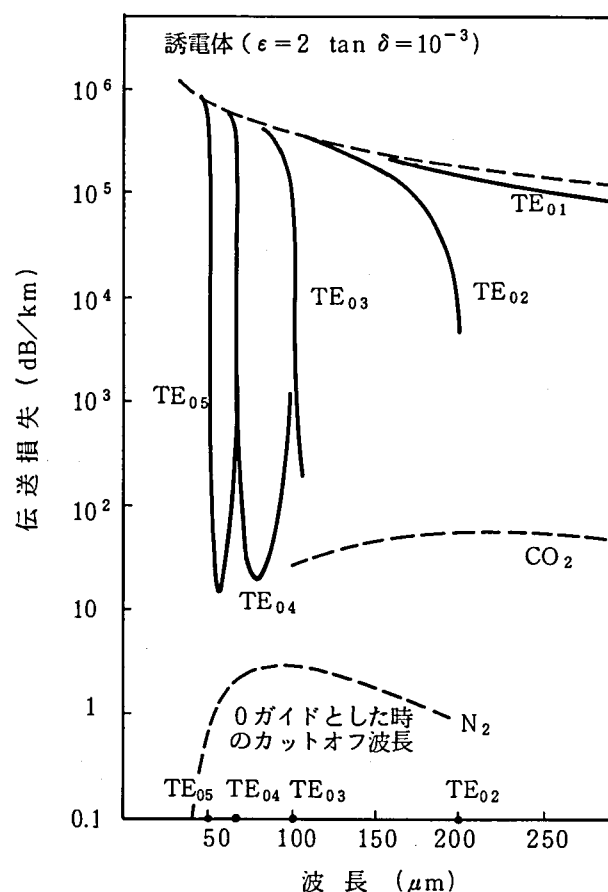


図 3.15 気体線路の伝送損失

$$\left( \begin{array}{l} a=2 \text{ mm}, \quad b=2.1 \text{ mm} \\ \epsilon_1=1.001, \quad \epsilon_2=2, \quad \epsilon_3=1, \quad \tan \delta_2=10^{-3} \end{array} \right)$$

実測値である。線路損失の計算に当っては  $30 \sim 300 \mu\text{m}$  帯での動作を考えることにして、線路寸法を  $a = 2 \text{ mm}$ ,  $b = 2.1 \text{ mm}$  とした。内部気体の比誘電率は  $\text{CO}_2$  の値 ( $1.00092$ ) に近いとして  $\epsilon_1 = 1.001$  とおいた。外部気体は  $\text{He}$  を念頭におけば  $\epsilon_3 = 1$  でよい。

波長に比べて誘電体パイプが厚いため、かなりの高次モードにならないと低損失領域が現われず、 $\text{TE}_{04}$ ,  $\text{TE}_{05}$  モードで図 3.10 に示したのと同じような低損失域が現われている。図 3.16 に  $\text{TE}_{04}$  モードでの各部の伝送電力の割合を示しており、低損失域が内部気体に電力が集中するためであることがわかる。

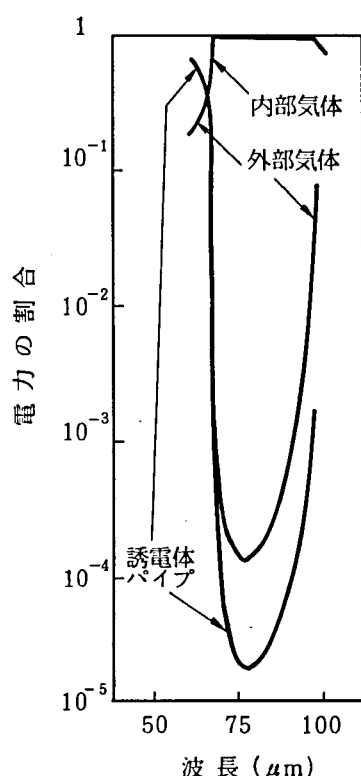


図 3.16 各部で伝送される電力の割合  
( $\text{TE}_{04}$  モード)

$\text{TE}_{04}$  モードでは  $80 \mu\text{m}$  で最小損失  $30 \text{ dB/km}$  となり、 $\text{CO}_2$  の損失とほぼ同じとなり、内部定体が  $\text{CO}_2$  の線路では 2 倍の  $60 \text{ dB/km}$  となる。 $\text{N}_2$  の場合は  $\epsilon_r = 1.00055$  であるので、 $\epsilon_2 = 1.001$  まで上げるには圧力  $p$  を  $p = 1.82 \text{ atm}$  にする必要があり、損失は  $p^2$  に比例するので、<sup>[30]</sup>  
 $80 \mu\text{m}$  における  $\text{N}_2$  の損失  $4.4 \text{ dB/km}$  は  $15 \text{ dB/km}$  となる。したがって線路損失は  $45 \text{ dB/km}$  となる。

$\text{TE}_{05}$  モードでは  $56 \mu\text{m}$  で最小損失  $18 \text{ dB/km}$  であり、 $\text{N}_2$  の損失は圧力を考慮して  $5 \text{ dB/km}$  であるので、線路損失としては  $23 \text{ dB/km}$  である。



このように固体に比較して4～5桁損失の小さい気体を用いた場合でも、線路損失として非常に小さい値を期待しているので、気体の損失の影響は無視できない。しかし基本的な低損失性は保持されており、通常の誘電体線路との比較において圧倒的な有利さは変わらない。

### 3.2.6 ま と め

気体線路を低損失化するには誘電体パイプの膜厚を薄くすることが最も有効であるが、線路の機械的強度の面から問題があり、実際にはある程度の厚みを持ったパイプが必要である。

TE<sub>0n</sub>モード系の伝送特性の解析を行い、高次モードの中には誘電体パイプ部で電界 $E_\phi \sim 0$ となる条件を満たすため伝送損失が極めて小さく、また伝送電力が殆んど内部気体に集中するため放射損失も小さい波長領域をもつものがあることが明らかになった。この条件は0ガイドとしてのカットオフ波長より長い波長域で、内外の気体の誘電率差で定義した正規化周波数が大きくなる場合であり、誘電体パイプには電力を集中させる効果がなくなり内部気体はその効果が大きいと考えられる。このような動作条件を選べばサブミリ波帯でも2 dB/km以下の低損失誘電体線路の得られる可能性があることが明らかになった。

また気体の損失の影響を考察し、気体線路の動作には決定的とはならず若干の損失増となるだけであり、低損失モードの優位性が一層明らかになった。

## 3.3 開放形導波管の計算機解析<sup>(28)～(30)</sup>

### 3.3.1 ま え が き

最近の計算機の進歩とともに、従来解析的な取扱いが困難であった問題も計算機を用いて数多く解かれるようになってきた。特に導体壁面で囲まれた導波管については計算機を用いた種々の手法が発達し、任意の断面形状の導波管について電磁界分布、伝搬定数等が求められている。<sup>[46]～[49]</sup>

一方、ミリ波サブミリ波領域で良好な特性を持つ線路が強く望まれているが、開放形導波管線路の一形式であるGroove Guide<sup>[50]～[53]</sup>はその1つの候補と考えられる。この線路は(1)低損失モードが存在する、(2)波長に比べて線路寸法が大きくできる、(3)伝搬モードを少なくでき、しかもそれらのモード間に縮退がない、といった興味深い特徴があり、今後の利用が期待される。

そこで本論文では閉じられた任意の導体壁面をもつ導波管の解析に適用されていた手法において、開放領域における完全関数系を導入することによって任意の断面形状を有する Groove Guide の解析が可能になるよう拡張した方法を報告する。

### 3.3.2 解析手法

進行方向に一様な断面形状を有し、一様媒質に満たされ、完全導体壁面の導波管の固有値は変分表現によって次のように与えられる。<sup>[54]</sup>

TE 波

$$k^2(H_z) = \frac{\int (\nabla H_z)^2 dS}{\int H_z^2 dS} \quad (3.3.1)$$

TM 波

$$k^2(E_z) = \frac{\int (\nabla E_z)^2 dS - 2 \oint E_z \frac{\partial E_z}{\partial n} d\ell}{\int E_z^2 dS} \quad (3.3.2)$$

ここに  $k^2$  は固有値、 $H_z$ 、 $E_z$  は電磁波の進行方向（ここでは  $z$  方向）の磁界、電界成分である。また  $\int dS$  は導波管断面全体での積分、 $\oint d\ell$  は導波管壁面にそっての積分、 $\frac{\partial}{\partial n}$  は壁面の法線方向に外側に向っての微分を表わす。

このように導波管の固有値が変分表現で表わされることを利用して、任意の断面形状をもった導波管の固有値を求める。一般に、ある領域で完全な関数系  $\{f_i : i = 1, 2, 3, \dots\}$  が存在すれば、任意の区分的に連続な関数  $\phi$  は、誤差平方の平均  $\int (\phi - \sum_{i=1}^N C_i f_i)^2 dS$  を、適当な  $N$  をとれば、どんな正数より小さくできる。すなわち

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \int (\phi - \sum_{i=1}^N C_i f_i)^2 dS = 0 \quad (3.3.3)$$

である。<sup>[55]</sup> ここに  $C_i$  は定数である。 $\{f_i\}$  を導波管断面内で完全な関数系とし、 $H_z$  を

$$H_z = \sum_{i=1}^N C_i f_i \quad (3.3.4)$$

で近似すれば、誤差の平方の領域での積分は  $N$  を適当に選べばいくらでも 小さく ~~小さく~~ できる。

TE 波の場合には、(3.3.4) を (3.3.1) に適用すると

$$k^2 \sum_{i,j=1}^N C_i C_j \int f_i f_j dS = \sum_{i,j=1}^N C_i C_j \int \nabla f_i \cdot \nabla f_j dS \quad (3.3.5)$$

となり、 $k^2$ が停留値を持つ条件、即ち

$$\frac{\partial k^2}{\partial C_i} = 0 \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (3.3.6)$$

を課すと

$$k^2 \sum_{j=1}^N C_j \int f_i f_j dS = \sum_{j=1}^N C_j \int \nabla f_i \cdot \nabla f_j dS$$

$$(i = 1, 2, \dots, N) \quad (3.3.7)$$

が得られる。式(3.3.7)は $C_j$ についての $N$ 個の連立1次方程式であり、これが無意味な解を持たない条件から固有値が決定できる。これを行列式であらわせば、

$$\det(k^2 A_{ij} - B_{ij}) = 0$$

$$(i, j = 1, 2, \dots, N) \quad (3.3.8)$$

ここに

$$A_{ij} = \int f_i f_j dS$$

$$B_{ij} = \int \nabla f_i \cdot \nabla f_j dS \quad (3.3.9)$$

である。

以上はTE波についての固有値の近似解であったが、TM波についても同様にして

$$\det(k^2 A_{ij} - B'_{ij}) = 0$$

$$B'_{ij} = \int \nabla f_i \cdot \nabla f_j dS - \oint \left( f_i \frac{\partial f_j}{\partial n} + f_j \frac{\partial f_i}{\partial n} \right) d\ell$$

$$(i, j = 1, 2, \dots, N) \quad (3.3.10)$$

より固有値を求めることができる。

TE波の場合は、式(3.3.9)から分かるように行列 $(A_{ij})$ 、 $(B_{ij})$ をとともに正値対称行列とすることができるので、 $k^2$ はすべて正として求まる。しかしTM波の場合は $(B'_{ij})$ が対称行列とはなるが正値とは限らないため、 $k^2$ として負の値が求まることがあり、これは無縁根となる。このためTM波に対してはこのような計算法は用いられなかった。<sup>[46]</sup> 本報告で取り上げる開放形導波管では後で記述するが、TE波でも無縁根があらわれるので、この点に注意し

ながら，TE，TM両波に対してこの計算法を適用していく。

図3.17に本論文で取り扱うGroove Guideの構造を示す。導波管断面は $xy$ 平面内にあ

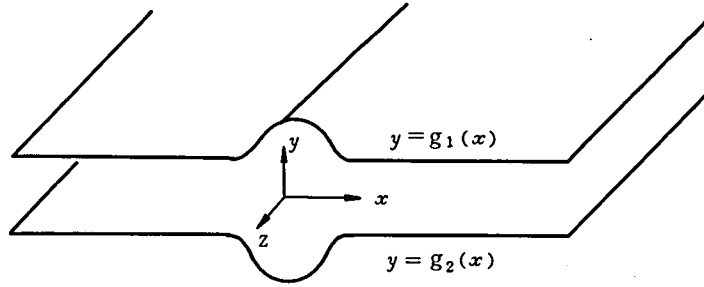


図3.17 解析を行なう導波管の形状

り，電磁波は $z$ 方向に進行する。壁面は完全導体であり， $y$ 方向には有界であるが， $x$ 方向は無限に広がっている。したがってこの導波管では $x$ 方向に伝搬速度成分をもつLeaky Modeが存在する。このModeでは電磁界のエネルギーが無大となるので，ここでは取り扱わない。

Groove Guideのような断面形状での完全な関数系を選ぶ。 $y$ 方向には有界であるので $\{y^n\}$ が完全な関数系であり， $x$ 方向は $\{x^n \exp(-\frac{x^2}{2})\}$ が完全系となる。<sup>[55]</sup>したがって2次元領域での完全な関数系 $\{f_i\}$ は

$$f_i = x^{m_i} y^{n_i} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \quad (3.3.11)$$

によって与えられる。ここに $m_i$ ， $n_i$ は $i$ に対応した整数の組であり，実際の計算では表3.2に示すような形で対応させておく。

表3.2  $i$ と $m_i$ ， $n_i$ との対応（1/2）

$i$	$m_i$	$n_i$	$m_i + n_i$
1	0	0	0
2	1	0	1
3	0	1	
4	2	0	2
5	1	1	
6	0	2	

表 3.2  $i$  と  $m_i$ ,  $n_i$  との対応 (2/2)

$i$	$m_i$	$n_i$	$m_i + n_i$
7	3	0	3
8	2	1	
9	1	2	
10	0	3	
11	4	0	4
12	3	1	
13	2	2	
14	1	3	
15	0	4	

実際の計算においては導波管の形状やモードによって、 $x$  軸、 $y$  軸に対して対称性を持っていることが多く、その場合には、 $m_i$ ,  $n_i$  としては偶数か奇数かに限定できるので、少ない項数で高次の項まで含ませることができる。

このように関数系と断面形状が定まったので、例えば TE 波では式 (3.3.9) で  $A_{ij}$ ,  $B_{ij}$  を求め、(3.3.8) をとけば固有値  $k^2$  が求まり、次いで  $C_i$  が定まるため、(3.3.4) から  $H_z$  が定まる。他の電磁界成分は  $H_z$  から

$$\mathbf{E}_t = \frac{j \omega \mu}{k^2} \mathbf{a}_z \times \nabla H_z \quad (3.3.12)$$

$$\mathbf{H}_t = \frac{r}{j \omega \mu} \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t$$

により決定される。

### 3.3.3 計算結果

解析手法の妥当性を確認するため、別な手法で解析可能な形状を選んで結果を比較することにした。そのため図 3.18 の形状の Groove Guide を選んだ。この場合には、 $|x| \leq \ell$  と  $|x| \geq \ell$  との部分にわけて固有関数展開し、 $x = \pm \ell$  で境界条件を合せることによって固有値を求めることができる。<sup>[50]~[52]</sup> (付録 A. 3.3.1 参照)

まず TE 波について計算機解析によって固有値を求めた。計算に用いた導波管の形状と求まった固有値を図 3.19 に示す。 $H_z$  の近似に用いる項数  $N$  を 10 ~ 28 と増加していき、計算精度を検討した。図

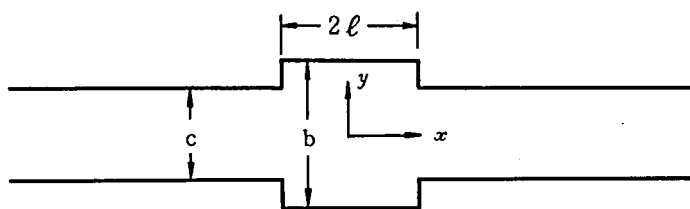


図 3.18 Groove Guide の導波管  
断面形状

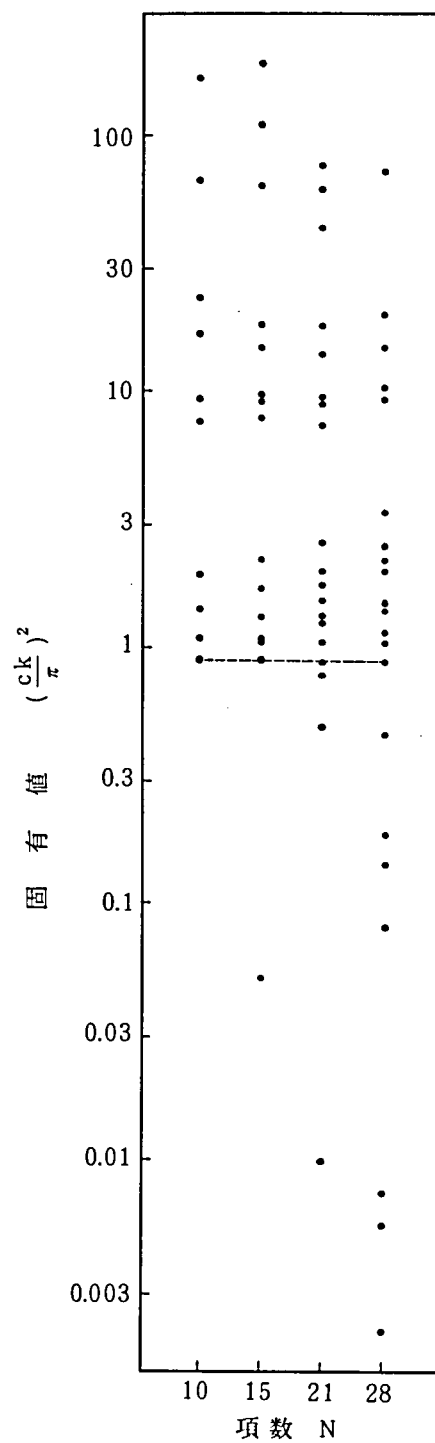


図 3.19 計算によって求めた固有値  
 $c = \ell$      $b/c = 1.1$

には計算によって求まった固有値すべてを示しているが、 $N=21, 28$  の場合に  $(ck/\pi)^2$  がスケールからはずれるものは省略した。式 (3.3.8) は  $N \times N$  次の行列の固有値方程式であるため、解は  $N$  個存在する。ところが Groove Guide では形状によって伝搬モードの数が決まり、計算に用いた形状では伝搬モードは 1 つしかない。<sup>[52]</sup> したがって解のうち、1 つだけが本来の固有値に対応し、残りの  $N-1$  個は無縁根となる。この場合の TE 波は電界の主成分が  $x$  方向にあり、平行平板の最低次の TE モードとよく似た形のモードが存在すると考えられるので、その固有値は

$$\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 < k^2 < \left(\frac{\pi}{c}\right)^2 \quad (3.3.13)$$

と考えられる。この条件を満たすものを図から選び点線で結んだ。本来の固有値に対応する解が求まっており、これは  $N$  によって殆んど変化しない。これ以外の解はすべて無縁根であって、 $N$  を変えると種々の無関係な値をとる。

図 3.19 の本来の固有値部分を拡大し、固有関数展開の結果と比較したのが図 3.20 である。

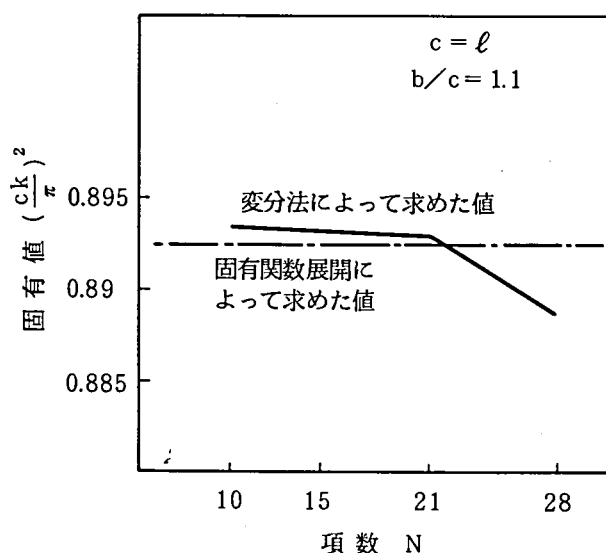


図 3.20 固有値の精度

式 (3.3.1) の変分表現では固有値は極小値となるので、項数  $N$  を増加して近似度を上げれば  $k^2$  は小さくなって、固有関数展開によって求めた値に近づく。しかし  $N=28$  まで増加すると数値計算過程の桁落ち誤差が顕著に現われはじめ、誤差が増大する。 $N=21$  の時に最も正確

な値が求まり誤差は 0.067% と非常に小さい。ただし  $N = 10$  でも誤差は 0.12% と少なく、通常の目的には十分な精度である。

計算に用いた計算機は NEAC 2200-500 であり、1 word 48 bit で、仮数部 36 bit 指数部 12 bit 構成である。仮数部、指数部とも 1 bit を正負の識別に当てており、仮数部の有効桁数は 35 bit (10 進 10.5 桁) である。計算に要する時間は  $N = 21$  で 2 分、 $N = 28$  で 11 分であり、 $N$  がそれより小さい時は数十秒以下である。

### 3.3.4 一般的形状の Groove Guide

図 3.18 に示した Groove Guide は解析が容易な利点はあるが、 $x = \pm \ell$ 、 $y = \pm \frac{c}{2}$  に突起があり、ここに電界が集中して損失が増大する恐れがある。この点を考えれば滑らかな溝にした方がよいと考えられ、たとえば図 3.21 に示すようなコサイン形状が 1 つの候補となる。この形状の Groove Guide では通常の固有関数展開を用いることはできず、本論文で述べた解析法が有効に用いられることになる。

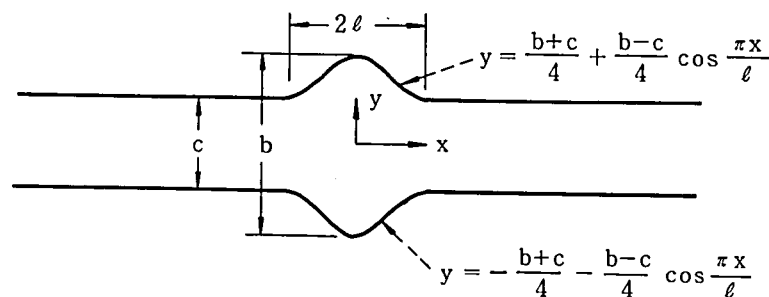


図 3.21 滑らかな断面形状とした Groove Guide

この形状の Groove Guide の固有値を計算機解析によって求めた結果を図 3.22 に示す。この場合も  $N = 21$  までは  $N$  の増加とともに  $k^2$  が徐々に小さくなり、正確な値に近づくが、 $N = 28$  になると桁落ちの誤差のため値が飛ぶ。 $N = 21$  までの値は図 3.18 において  $b/c = 1.05$  程度の固有値と対応していると考えられ妥当な結果である。



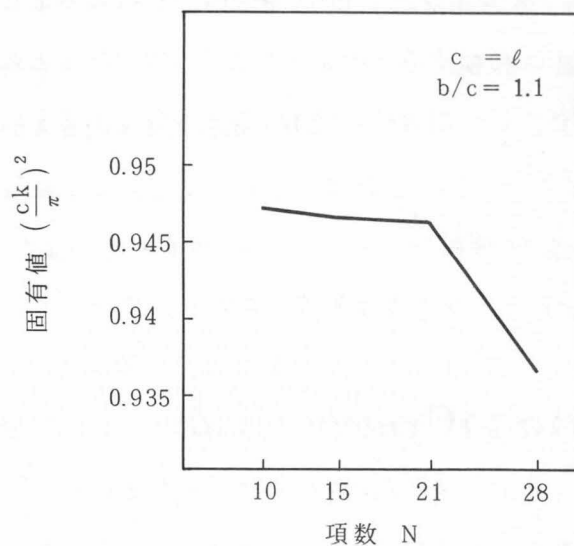


図 3.22 コサイン状の溝の場合の固有値

図 3.23 はこの場合の導波管断面での電磁界分布を計算した結果の 1 例であり，式 (3.3.12) で求まる  $E_t$  の強度  $|E_t|$  を 5 ～ 0 までの 6 段階に分け，1 番電界の強い所を 5，弱い所を 0

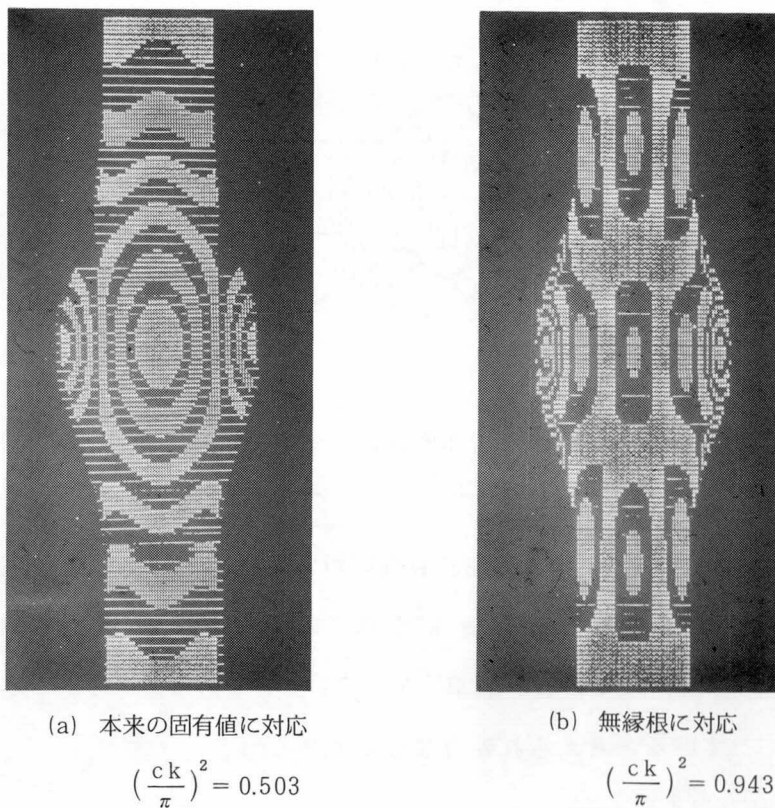


図 3.23 計算によって求めた電界の  $xy$  平面内成分の強度分布  
(TE 波,  $c = \ell$   $b/c = 1.75$ )

としている。N = 21 の場合の解に対し、(a) は本来の固有値に対応したもの、(b) は無縁根の 1 つに対応したものである。(a) では中心部の電界が強く、周辺部ほど弱くなっており、物理的に妥当である。しかし(b)では奇妙な電界分布であり、無縁根である所以を示している。

### 3.3.5 TM波への適用

TM波についても、図 3.18 の導波管形状で、固有関数展開によって求めた固有値と変分法に基づく計算機解析によって求めた固有値を比較することにより、解析手法の妥当性を検討した。計算機解析では TM 波の場合も無縁根が混入するが、TE 波の場合と同様にしてそれらを区分し、近似項数 N に対する計算精度を求め、図 3.24 に示した。TM 波の場合 N を多くしても誤差は少なくならず、逆に少しずつではあるが増加する。N = 6 の時の誤差が最も少なく 0.16 % であり、TE 波の場合の最小誤差 (N = 21 で 0.067 %) の約 2 倍である。TM モードで計算誤差が大きくなるのは、変分表現式が複雑になるためと考えられる。

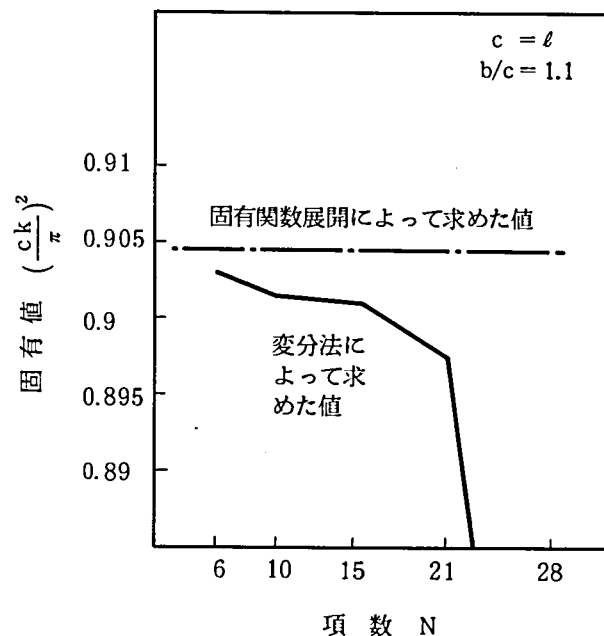


図 3.24 固有値の精度 (TM 波の場合)

### 3.3.6 まとめ

従来詳細な検討が行われていなかった開放形導波管の一形式である Groove Guide を取り上げ、計算機解析により、任意の断面形状の Groove Guide の特性を明らかにすることが可

能になった。

導波管の固有値が電磁界のスカラー関数により変分表現できることを用いて、このスカラー関数を完全な関数系の線形結合で近似することにより、導波管の固有値と電磁界分布を求める問題を行列の固有値と固有ベクトルを求める問題に帰することによって計算した。その結果、TE波、TM波ともに十分な精度で固有値が計算できることが明らかになった。また開放形導波管では、無縁根が混入しその区別に注意を要するが、比較的簡単に区別でき、それほど問題はないことが明らかになった。

## 第4章 結 言

本論文においては、ミリ波以上の超高周波において重要となってくる多モード伝送回路をとりあげて、その理論体系に新しい側面を加えようとしたものである。

本論文の主要部は第2章と第3章とからなり、第2章では多モード方形導波管回路、第3章は多モード低損失伝送線路にあてている。

第2章では、従来あまり研究が行われていなかった方形導波管の多モード特性、特にフィルタの多モード特性を論じた。帯域通過フィルタの多モード領域の特性を求めるため、変分法を用いて導波管窓の特性を定式化し、これを用いてモードごとの帯域通過フィルタの周波数特性を明らかにした。これを実験的に確認するとともに、指定した周波数に阻止域を有する帯域通過フィルタの設計法を提案した。低域通過フィルタについても、多モード特性を理論実験両面から研究し、これを明らかにした。また多モード特性の研究に必要なモード励振器、モードフィルタの試作検討を行った。これらの研究成果の応用例として、ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉抑圧用フィルタとして有用なことを示した。

第3章においては、円形 $TE_{01}$ モード導波管にかわる新しい低損失線路の研究について述べた。誘電体線路を低損失化するため、気体の誘電率差を利用した新しい線路（気体線路）を提案し、理論解析によって従来の構造より1桁近く~~伝送損失~~<sup>減衰定数</sup>が低減できることを示すとともに、ミリ波帯での実験によりこの線路の低損失性を実証した。さらに多モード領域の解析を行い、数桁以上伝送損失を下げる条件のあることを明らかにした。またミリ波以上の超高周波帯で有用となる開放形導波管をとり上げ、任意の断面形状をもつ導波管の計算機解析をはじめて行い、解析手法の確立をはかった。

以上述べたように、ミリ波以上の超高周波多モード伝送回路に対して種々の角度から研究を行い、伝送回路理論に新しい展開をもたらした。

# 謝 辞

本研究をまとめるにあたり懇切なる御指導御鞭撻を賜った京都大学工学部池上淳一教授に謹んで深謝の意を表する。また御指導御助言をいただいた京都大学工学部中島将光助教授に厚く感謝の意を表します。

本研究の推進にあたって直接御指導、御援助いただいた日本電信電話公社横須賀電気通信研究所宮内複合伝送研究部長、島田画像通信研究部統括調査役、進士基幹伝送研究部統括調査役、木村伝送方式研究室長、関移動通信装置研究室長、赤池研究専門調査役、冠研究専門調査役に心より御礼申し上げます。

さらに本研究をまとめるにあたり御鞭撻をいただいた横須賀電気通信研究所山本無線伝送研究室長、武蔵野電気通信研究所大森半導体部品研究室長に深謝致します。

また、本研究の途上、種々御討論、御援助いただいた横須賀電気通信研究所前ミリ波伝送研究室の方々に深謝致します。

# 付 録

## A. 2.1.1 方形導波管における各種伝送モード

本論文で用いる方形導波管の一般的性質についてここでとりまとめて示す。

ここでは次のような記号を用いることにする。

$(mn)$  :  $TM_{mn}$  モードをあらわすサフィクス

$[mn]$  :  $TE_{mn}$  モードをあらわすサフィクス

$e_{(mn)}, e_{[mn]}$  :  $TM_{mn}, TE_{mn}$  モードの電界のモード関数

$h_{(mn)}, h_{[mn]}$  :  $TM_{mn}, TE_{mn}$  モードの磁界のモード関数

$\gamma_{mn}$  :  $TM_{mn} (TE_{mn})$  モードの伝播定数

$Y_{(mn)}, Y_{[mn]}$  :  $TM_{mn}, TE_{mn}$  モードの特性アドミタンス

$a_x, a_y, a_z$  :  $x, y, z$  方向の単位ベクトル

方形導波管のモード関数には次の性質がある。まず電界と磁界のモード関数は

$$\begin{aligned} h_{(mn)} &= a_z \times e_{(mn)} \\ h_{[mn]} &= a_z \times e_{[mn]} \end{aligned} \quad (A.2.1.1.)$$

の関係で結ばれている。各モード関数間には、直交性関係

$$\begin{aligned} \int_S e_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS &= \delta_{mp} \delta_{nq} \\ \int_S e_{[mn]} \cdot e_{[pq]} dS &= \delta_{mp} \delta_{nq} \\ \int_S e_{(mn)} \cdot e_{[pq]} dS &= 0 \end{aligned} \quad (A.2.1.2.)$$

が成り立つ。積分領域  $S$  は、導波管の全断面をあらわしている。 $\delta_{mp}$  はクロネッカのデルタである。方形導波管の長辺が  $a$ 、短辺が  $b$  であれば、電界のモード関数は

$$e_{(mn)} = A_{(mn)} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) a_x + B_{(mn)} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) a_y \quad (A.2.1.3.)$$

$$e_{[mn]} = A_{[mn]} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) a_x + B_{[mn]} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) a_y$$

ここに

$$\begin{aligned}
 A_{(mn)} &= -\frac{2}{a} \cdot \frac{m}{K_{mn}} & B_{(mn)} &= -\frac{2}{b} \cdot \frac{n}{K_{mn}} \\
 A_{[mn]} &= \frac{\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n}}{b} \cdot \frac{n}{K_{mn}} & B_{[mn]} &= -\frac{\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n}}{a} \cdot \frac{m}{K_{mn}} \\
 k_{mn} &= \sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}} \\
 \epsilon_m &= \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 2 & m \neq 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{A.2.1.4}$$

また伝搬定数，特性アドミタンスは

$$\begin{aligned}
 \gamma_{mn} &= \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k_0^2} \\
 k_0^2 &= \omega^2 \mu \epsilon \\
 Y_{(mn)} &= \frac{j\omega\epsilon}{\gamma_{mn}} \\
 Y_{[mn]} &= \frac{\gamma_{mn}}{j\omega\mu}
 \end{aligned} \tag{A.2.1.5}$$

$\mu$ ， $\epsilon$  は導波管の媒質の導磁率，誘電率， $\omega$  は角周波数である。

## A. 2.1.2 式(2.1.13)が変分表現式となる証明

式(2.1.13)において， $\epsilon_\alpha$ に1次の変分 $\delta\epsilon_\alpha$ が生じた時の $S_{\alpha\alpha}$ の変化 $\delta S_{\alpha\alpha}$ を求める。

$$1 + S_{\alpha\alpha} + \delta S_{\alpha\alpha} = \frac{Y_\alpha \left[ \int_{S_a} (\epsilon_\alpha + \delta\epsilon_\alpha) \cdot \mathbf{e}_\alpha dS \right]^2}{\sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \left[ \int_{S_a} (\epsilon_\alpha + \delta\epsilon_\alpha) \cdot \mathbf{e}_{\alpha'} dS \right]^2} \tag{A.2.1.6}$$

2次以上の変分項を無視して整理すると

$$\begin{aligned}
& \delta S_{\alpha\alpha} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \right]^2 + S_{\alpha\alpha} \sum_{\alpha'} 2 Y_{\alpha'} \int_{S_a} \delta \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha} dS \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \\
& = 2 Y_{\alpha} \int_{S_a} \delta \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha} dS \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha} dS
\end{aligned} \tag{A.2.1.7}$$

変形すると

$$\begin{aligned}
& \delta S_{\alpha\alpha} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \right]^2 \\
& = 2 \int_{S_a} dS \cdot \delta \epsilon_{\alpha} \left[ -S_{\alpha\alpha} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS + Y_{\alpha} e_{\alpha} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha} dS \right]
\end{aligned} \tag{A.2.1.8}$$

$1 + S_{\alpha\alpha} = 1 + R_{\alpha}^{\alpha}$  であることに注意して (2.1.12) を見れば (A.2.1.8) の右辺は 0 であることがわかる。したがって

$$\delta S_{\alpha\alpha} = 0 \tag{A.2.1.9}$$

これは未知関数  $\epsilon_{\alpha}$  に 1 次の変分があっても、求まる  $S_{\alpha\alpha}$  には変化がない、即ち (2.1.13) が変分表現式であることを意味している。したがって  $\epsilon_{\alpha}$  に近似式を用いても  $S_{\alpha\alpha}$  は 1 段高い精度で求まることになる。

### A. 2.1.3 式 (2.1.18) が変分表現式となる証明

$\epsilon_{\alpha}, \epsilon_{\beta}$  にそれぞれ独立な 1 次の変分  $\delta \epsilon_{\alpha}, \delta \epsilon_{\beta}$  が生じた時の  $S_{\alpha\beta}$  の変分を  $\delta S_{\alpha\beta}$  とすれば

$$S_{\alpha\beta} + \delta S_{\alpha\beta} = \frac{\sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} \int_{S_a} (\epsilon_{\alpha} + \delta \epsilon_{\alpha}) \cdot e_{\beta} dS \int_{S_a} (\epsilon_{\beta} + \delta \epsilon_{\beta}) \cdot e_{\alpha} dS}{\sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \int_{S_a} (\epsilon_{\alpha} + \delta \epsilon_{\alpha}) \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} (\epsilon_{\beta} + \delta \epsilon_{\beta}) \cdot e_{\alpha} dS} \tag{A.2.1.10}$$

2 次以上の変分項を無視して整理すると



$$\begin{aligned}
& \delta S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS \\
& + S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \left[ \int_{S_a} \delta \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS + \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} \delta \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS \right] \\
& = \sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} \left[ \int_{S_a} \delta \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\beta} dS \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha} dS + \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\beta} dS \int_{S_a} \delta \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha} dS \right]
\end{aligned}
\tag{A.2.1.11}$$

変形すると

$$\begin{aligned}
& \delta S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS \\
& = \int_{S_a} dS \cdot \delta \epsilon_{\alpha} \left[ -S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS + \sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} e_{\beta} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha} dS \right] \\
& + \int_{S_a} dS \cdot \delta \epsilon_{\beta} \left[ -S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS + \sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} e_{\alpha} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\beta} dS \right]
\end{aligned}
\tag{A.2.1.12}$$

ところで (2.1.16) より

$$Y_{\alpha} e_{\alpha} = \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \tag{A.2.1.13}$$

$$Y_{\beta} e_{\beta} = \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS$$

また

$$S_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{Y_{\beta}}{Y_{\alpha}}} R_{\beta}^{\alpha} = \sqrt{\frac{Y_{\beta}}{Y_{\alpha}}} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\beta} dS = \sqrt{\frac{Y_{\alpha}}{Y_{\beta}}} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha} dS \tag{A.2.1.14}$$

であるので積をとれば

$$\begin{aligned}
& \sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} e_{\alpha} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\beta} dS = S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\alpha} \cdot e_{\alpha'} dS \\
& \sqrt{Y_{\alpha} Y_{\beta}} e_{\beta} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha} dS = S_{\alpha\beta} \sum_{\alpha'} Y_{\alpha'} e_{\alpha'} \int_{S_a} \epsilon_{\beta} \cdot e_{\alpha'} dS
\end{aligned}
\tag{A.2.1.15}$$

が得られる。(A.2.1.15)を(A.2.1.12)の右辺に代入すれば0となるので

$$\delta S_{\alpha\beta} = 0 \quad (\text{A.2.1.16})$$

が得られ、(2.1.18)が変分表現式であることが証明された。

## A. 2.1.4 式(2.1.30)の導出

(2.1.13)の基本式から、Sマトリクスの要素の代数式である(2.1.30)を導出しよう。

TM<sub>mn</sub> モードに対する(2.1.13)を書き直すと

$$1 + S_{(mn)(mn)} = \frac{Y_{(mn)} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(mn)} dS \right]^2}{\sum_{p,q} Y_{(pq)} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS \right]^2 + Y_{(pq)} \left[ \int_{S_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS \right]^2} \quad (\text{A.2.1.17})$$

まず  $\int_{S_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS$  を求めよう。

$\epsilon_{(mn)}$  は(2.1.24)で与えられ、かつ境界条件

$$\begin{aligned} \epsilon_x(x, b) &= \epsilon_x(x, 0) = 0 \\ \epsilon_y(x_1, y) &= \epsilon_y(x_2, y) = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.2.1.18})$$

を満足する。

$e_{(pq)}$  は(A.2.1.3)で与えられている。したがって部分積分を用いることにより

$$\int_{S_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS = \int_{x_1}^{x_2} dx \int_0^b dy \left( \frac{bA_{(pq)}}{q\pi} \cdot \frac{\partial \epsilon_x}{\partial y} + \frac{aB_{(pq)}}{p\pi} \cdot \frac{\partial \epsilon_x}{\partial x} \right) \cdot \cos\left(\frac{p\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{q\pi y}{b}\right) \quad (\text{A.2.1.19})$$

が得られる。

(2.1.25)を用い、yについての積分を実行すると

$$\int_{S_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS = \delta_{nq} \frac{b}{2} \left( \frac{n}{q} A_{(pq)} A'_{(mn)} + \frac{ma}{pd} B_{(pq)} B'_{(mn)} \right) \cdot \int_{x_1}^{x_2} f(x) \cos\left(\frac{p\pi x}{a}\right) dx \quad (\text{A.2.1.20})$$

したがって

$$\begin{aligned} & \sum_{p,q} Y_{(pq)} \left[ \int_{s_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS \right]^2 \\ &= \sum_p \frac{j\omega\epsilon}{r_{pn}} \cdot \frac{4m^2 b^2}{K_{pn}^2 K_{mn}^2 d^2} \left( \frac{p}{a} + \frac{n^2 a}{pb^2} \right)^2 \left[ \int_{x_1}^{x_2} f(x) \cos \left( \frac{p\pi x}{a} \right) dx \right]^2 \end{aligned} \quad (A.2.1.21)$$

ここで

$$\frac{1}{r_{pn} K_{pn}^2} \left( \frac{p}{a} + \frac{n^2 a}{pb^2} \right)^2 = \frac{1}{\pi b p} + \xi_{pn} \quad (A.2.1.22)$$

とすれば、第1項は  $p^{-1}$  に比例し、第2項は  $p^{-3}$  の速度で減少する。

このことを考慮して(2.1.27)、(2.1.28)を代入すると

$$\begin{aligned} & \sum_{p,q} Y_{(pq)} \left[ \int_{s_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS \right]^2 \\ &= \frac{j\omega\epsilon \cdot 4m^2 d^2}{K_{mn}^2 d^2} \int_0^\pi \int_0^\pi d\theta d\theta' \cdot \cos(m\theta) \cos(m\theta') \\ & \quad \cdot \left[ \frac{1}{\pi b} \left\{ -\frac{1}{2} \ln \alpha_2 + \sum_{p=1}^\infty \frac{1}{p} \cos(p\theta) \cos(p\theta') \right\} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{p=1}^\infty \xi_{pn} \sum_{\ell=0}^p \sum_{s=0}^p Q_{p\ell} Q_{ps} \cos(\ell\theta) \cos(s\theta') \right] \end{aligned} \quad (A.2.1.23)$$

ただし、 $Q_{p\ell}$  は  $x$  と  $\theta$  が(2.1.27)の関係にある時、次式で与えられる展開係数である

$$\cos \left( \frac{p\pi x}{a} \right) = \sum_{\ell=0}^p Q_{p\ell} \cos(\ell\theta) \quad (A.2.1.24)$$

積分を実行すると

$$\begin{aligned} & \sum_{p,q} Y_{(pq)} \left[ \int_{s_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS \right]^2 \\ &= j\omega\epsilon \frac{\pi^2 m^2 b^2}{K_{mn}^2 d^2} \left[ \frac{1}{\pi b m} + \sum_{p=m}^\infty \xi_{pn} Q_{pm}^2 \right] \end{aligned} \quad (A.2.1.25)$$

また同様にして

$$\sum_{p,q} Y_{(pq)} \left[ \int_{s_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(pq)} dS \right]^2 = 0$$

$$Y_{(mn)} \left[ \int_{s_a} \epsilon_{(mn)} \cdot e_{(mn)} dS \right]^2 = j \omega \epsilon \frac{\pi^2 K_{mn}^2}{K'_{mn} d^2 r_{mn}} Q_{mn}^2 \quad (\text{A.2.1.26})$$

が求められるので、これらを (A.2.1.6) に代入すると

$$1 + S_{(mn)(mn)} = \frac{K_{mn}^2 Q_{mn}^2}{m^2 b^2 r_{mn}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\pi b m} + \sum_{p=m}^{\infty} \epsilon_{pn} Q_{pm}^2} \quad (\text{A.2.1.27})$$

となり、(2.1.30) が導出される。

### A. 2.1.5 $S_{[mo][mo]}, S_{[on][on]}, S_{[mn][mn]}$ に対する式

$$1 + S_{[mo][mo]} = \frac{r_{mo} Q_{mm}^2}{m^2} \cdot \frac{1}{\frac{\pi}{a m} + \sum_{p=m}^{\infty} \left( \frac{r_{po}}{p^2} - \frac{\pi}{a p} \right) Q_{pm}^2} \quad (\text{A.2.1.28})$$

$$1 + S_{[on][on]} = \frac{1}{\frac{a r_{on}}{2\pi} \ell_n \alpha_2 - 1 - \frac{a}{b r_{on}} \sum_{p=1}^{\infty} \left( n^2 \zeta_{pn} - \frac{k_0^2 b^2}{a^2} \eta_{pn} \right) Q_{po}^2} \quad (\text{A.2.1.29})$$

ここに

$$\zeta_{pn} = \frac{r_{pn}}{K_{pn}^2} - \frac{\pi}{b p} \quad \eta_{pn} = \frac{p^2}{r_{pn} K_{pn}^2} - \frac{a^2}{\pi b p} \quad (\text{A.2.1.30})$$

$$1 + S_{[mn][mn]} = \frac{r_{mn} Q_{mm}^2}{K_{mn}^2} \cdot \frac{1}{\frac{\pi}{b m} + \sum_{p=m}^{\infty} \zeta_{pn} Q_{pm}^2 - \frac{k_0^2 n^2 d^2}{K'_{mn}{}^4} \left( \frac{1}{\pi b m} + \sum_{p=m}^{\infty} \eta_{pn} Q_{pm}^2 \right)} \quad (\text{A.2.1.31})$$

ここに

$$\eta_{pn} = \frac{1}{r_{pn} K_{pn}^2} \left( \frac{p}{a} - \frac{a m^2}{p d^2} \right)^2 - \frac{1}{\pi b p} \quad (\text{A.2.1.32})$$

### A. 2.1.6 $G_1, G_2, G_3, G_4, g_{[11]}^{(11)}, g_{(11)}^{[11]}, g_{(11)}^{(11)}$ に対する式

$$G_1 = \frac{j\omega\epsilon\pi^2 b^2}{K_{11}'^2 d^2} \left[ \frac{1}{\pi b} + \sum_{t=1,3,5,\dots} \left( \frac{K_{t1}^2}{r_{t1} t^2 b^2} - \frac{1}{\pi t b} \right) Q_{t1}^2 \right]$$

$$G_2 = \frac{j\omega\epsilon\pi^2 b}{K_{11}'^2 d} \left[ -\frac{1}{\pi b} - \sum_{t=1,3,5,\dots} \left\{ \frac{1}{r_{t1} t b} \left( \frac{t}{a} - \frac{a}{t d^2} \right) - \frac{1}{\pi t d} \right\} \right] Q_{t1}^2$$

$$G_3 = \frac{\pi^2 K_{11}'^2}{j\omega\mu d^2} \left[ \frac{\pi}{b} + \sum_{t=1,3,5,\dots} \left( \frac{r_{t1}}{K_{t1}^2} - \frac{\pi}{t b} \right) Q_{t1}^2 \right]$$

$$G_4 = \frac{j\omega\epsilon\pi^2}{K_{11}'^2} \left[ \frac{1}{\pi b} + \sum_{t=1,3,5,\dots} \left\{ \frac{1}{r_{t1} K_{t1}^2} \left( \frac{t}{a} - \frac{a}{t d^2} \right)^2 - \frac{1}{\pi t b} \right\} \right] Q_{t1}^2$$

(A. 2. 1. 33)

$$g_{[11]}^{(11)} = \frac{\pi\alpha_2 K_{11}'}{K_{11} d} \quad g_{(11)}^{[11]} = \frac{\pi\alpha_2 K_{11}}{K_{11}' d}$$

(A. 2. 1. 34)

$$g_{(11)}^{(11)} = \frac{\pi\alpha_2}{K_{11} K_{11}'} \left( -\frac{1}{a} + \frac{a}{d^2} \right)$$

### A. 2.2.1 TE<sub>10</sub>とTE<sub>30</sub>伝搬域での対称な誘導性窓の Sマトリクス

$$\frac{-2 S_{11}}{S_{11}+1} = \frac{2\pi}{a r_{[10]}} \cdot \frac{1-\alpha_2^2}{\alpha_2^2} \left\{ 1 + \frac{3(r_{[30]} - \frac{3\pi}{a}) \alpha_2^2 (1-\alpha_2^2)}{\frac{3\pi}{a} + (r_{[30]} - \frac{3\pi}{a}) \alpha_2^6} \right\} \quad (\text{A. 2. 2. 1})$$

$$\frac{-2 S_{22}}{S_{22}+1} = \frac{6\pi}{a r_{[30]}} \left[ -1 + \frac{\frac{\pi}{a} + \alpha_2^2 (r_{[10]} - \frac{\pi}{a})}{\left[ \left\{ \frac{\pi}{a} + \alpha_2^2 (r_{[10]} - \frac{\pi}{a}) \right\} \alpha_2^4 + \frac{3\pi}{a} (\alpha_2^2 - 1)^2 \right] \alpha_2^2} \right]$$

(A. 2. 2. 2)

$$\frac{1}{S_{12}} = \frac{1}{\sqrt{r_{(10)} r_{(30)}}} \cdot \frac{3a}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_2^2 (\alpha_2^2 - 1)} \left[ \frac{\pi}{3a} \left\{ \frac{\pi}{a} + \left( r_{(10)} - \frac{\pi}{a} \right) \alpha_2^2 \right\} \right. \\ \left. + \left( \frac{r_{(30)}}{9} - \frac{\pi}{3a} \right) \left\{ \alpha_2^6 \left( \frac{\pi}{a} + \left( r_{(10)} - \frac{\pi}{a} \right) \alpha_2^2 \right) + \frac{3\pi}{a} \alpha_2^2 (\alpha_2^2 - 1)^2 \right\} \right] \quad (\text{A.2.2.3})$$

### A. 3.1.1 気体の誘電体特性

気体線路の伝送特性は気体の誘電体としての性質に大きく依存している。そこで気体の誘電体特性について簡単に考察しておく。

一般に気体は固体や液体に比較して密度が小さいため誘電現象の原因となる分子も希薄で、そのため誘電率、誘電損失ともかなり小さいと考えられる。表A 3.1.1には1気圧での気体の比誘電率を示した。<sup>[56]</sup>

表A.3.1.1 気体の誘電率<sup>[56]</sup>

気 体 の 種 類		温 度 (°C)	比 誘 電 率
He	Helium	20	1.000065
N <sub>2</sub>	Nitrogen	20	1.00055
CO <sub>2</sub>	Carbon dioxide	20	1.00092
CH <sub>4</sub>	Methane	0	1.000944
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	Acetylene	0	1.00134
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	Ethylene	110	1.00144
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	Ethane	0	1.00150
C <sub>4</sub> H <sub>8</sub>	Buthylene		1.00319
C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	n-Pentane	23	1.0025
C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	n-Heptane	20	1.0035
(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CO	Acetone	0	1.0159
CH <sub>3</sub> CHO	Acetaldehyde	100	1.0213

大部分の気体の比誘電率は  $1 \sim 1.02$  に入っている。比誘電率  $\epsilon_r$  は圧力  $p$  によって

$$\epsilon_r - 1 \propto p \quad (\text{A.3.1.1})$$

に従って変化するので、圧力によって所望の  $\epsilon_r$  を得ることもできる。

気体の誘電損失については多くの報告があり、<sup>[30][31][57][58]</sup> 電磁波の吸収には永久磁気モーメントあるいは電気モーメントを持つ分子が関与している。したがって無極性気体では損失は非常に小さく、 $N_2$  や  $CO_2$  ではサブミリ波帯にわずかなピークを持つだけである。

### A. 3.1.2 式(3.1.7)の導出

$E_r$ ,  $E_\phi$ ,  $H_r$ ,  $H_\phi$  は次のように書ける。

$$r \leq a$$

$$E_r = \left\{ \frac{i\beta}{\kappa} A I_1'(\kappa r) + \frac{i}{\kappa r} B I_1(\kappa r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$E_\phi = \left\{ \frac{\beta}{\kappa^2 r} A I_1(\kappa r) + B I_1'(\kappa r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$H_r = \left\{ -\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_1}{\kappa^2 r} A I_1(\kappa r) - \frac{\beta}{\omega \mu_0} B I_1'(\kappa r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$H_\phi = \left\{ \frac{i\omega \epsilon_0 \epsilon_1}{\kappa} A I_1'(\kappa r) + \frac{i\beta}{\omega \mu_0 \kappa r} B I_1(\kappa r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$a \leq r \leq b$$

$$E_r = \left[ -\frac{i\beta}{\sigma} \{S J_1'(\sigma r) + T N_1'(\sigma r)\} - \frac{i}{\sigma r} \{U J_1(\sigma r) + V N_1(\sigma r)\} \right] e^{-i\phi}$$

$$E_\phi = \left[ -\frac{\beta}{\sigma^2 r} \{S J_1(\sigma r) + T N_1(\sigma r)\} - \{U J_1'(\sigma r) + V N_1'(\sigma r)\} \right] e^{-i\phi}$$

$$H_r = \left[ \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\sigma^2 r} \{S J_1(\sigma r) + T N_1(\sigma r)\} + \frac{\beta}{\omega \mu_0} \{U J_1'(\sigma r) + V N_1'(\sigma r)\} \right] e^{-i\phi}$$

$$H_\phi = \left[ -\frac{i\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\sigma} \{S J_1'(\sigma r) + T N_1'(\sigma r)\} - \frac{i\beta}{\omega \mu_0 \sigma r} \{U J_1(\sigma r) + V N_1(\sigma r)\} \right] e^{-i\phi}$$

$$b \leq r$$

$$E_r = \left\{ \frac{i\beta}{r} CK'_1(r) + \frac{i}{r} DK_1(r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$E_\phi = \left\{ \frac{\beta}{r^2} CK_1(r) + DK'_1(r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$H_r = \left\{ -\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3}{r^2} CK_1(r) - \frac{\beta}{\omega \mu_0} DK'_1(r) \right\} e^{-i\phi}$$

$$H_\phi = \left\{ \frac{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3}{r} CK'_1(r) + \frac{i\beta}{\omega \mu_0 r} DK_1(r) \right\} e^{-i\phi}$$

$r = a, b$  で  $E_z, E_\phi, H_z, H_\phi$  が連続であることから，式 (3.1.7) が導出され，そのときの  $a_{11} \cdots a_{88}$  は次のようになる。

$$a_{11} = I_1(\kappa a)$$

$$a_{12} = a_{13} = a_{14} = 0$$

$$a_{15} = -J_1(\sigma a)$$

$$a_{16} = -N_1(\sigma a)$$

$$a_{17} = a_{18} = 0$$

$$a_{21} = 0$$

$$a_{22} = \kappa a I_1(\kappa a)$$

$$a_{23} = a_{24} = a_{25} = a_{26} = 0$$

$$a_{27} = -\sigma a J_1(\sigma a)$$

$$a_{28} = -\sigma a N_1(\sigma a)$$

$$a_{31} = \frac{\beta}{\kappa^2 a} I_1(\kappa a)$$

$$a_{32} = I'_1(\kappa a)$$

$$a_{33} = a_{34} = 0$$

$$a_{35} = \frac{\beta}{\sigma^2 a} J_1(\sigma a)$$

$$a_{36} = \frac{\beta}{\sigma^2 a} N_1(\sigma a)$$



$$a_{37} = J'_1(\sigma a)$$

$$a_{38} = N'_1(\sigma a)$$

$$a_{41} = \frac{\varepsilon_1 k_0^2 a}{\kappa} I'_1(\kappa a)$$

$$a_{42} = \frac{\beta}{\kappa} I_1(\kappa a)$$

$$a_{43} = a_{44} = 0$$

$$a_{45} = \frac{\varepsilon_2 k_0^2 a}{\sigma} J'_1(\sigma a)$$

$$a_{46} = \frac{\varepsilon_2 k_0^2 a}{\sigma} N'_1(\sigma a)$$

$$a_{47} = \frac{\beta}{\sigma} J_1(\sigma a)$$

$$a_{48} = \frac{\beta}{\sigma} N_1(\sigma a)$$

$$a_{51} = a_{52} = 0$$

$$a_{53} = K_1(r b)$$

$$a_{54} = 0$$

$$a_{55} = -J_1(\sigma b)$$

$$a_{56} = -N_1(\sigma b)$$

$$a_{57} = a_{58} = 0$$

$$a_{61} = a_{62} = a_{63} = 0$$

$$a_{64} = r b K_1(r b)$$

$$a_{65} = a_{66} = 0$$

$$a_{67} = -\sigma b J_1(\sigma b)$$

$$a_{68} = -\sigma b N_1(\sigma b)$$

$$a_{71} = a_{72} = 0$$

$$a_{73} = \frac{\beta}{r^2 b} K_1(r b)$$

$$a_{74} = K'_1(r b)$$

$$a_{75} = \frac{\beta}{\sigma^2 b} J_1(\sigma b)$$

$$a_{76} = \frac{\beta}{\sigma^2 b} N_1(\sigma b)$$

$$a_{77} = J'_1(\sigma b)$$

$$a_{78} = N'_1(\sigma b)$$

$$a_{81} = a_{82} = 0$$

$$a_{83} = \frac{\varepsilon_3 k_0^2 b}{r} K'_1(r b)$$

$$a_{84} = \frac{\beta}{r} K_1(r b)$$

$$a_{85} = \frac{\varepsilon_2 k_0^2 b}{\sigma} J'_1(\sigma b)$$

$$a_{86} = \frac{\varepsilon_2 k_0^2 b}{\sigma} N'_1(\sigma b)$$

$$a_{87} = \frac{\beta}{\sigma} J_1(\sigma b)$$

$$a_{88} = \frac{\beta}{\sigma} N_1(\sigma b)$$

### A. 3.2.1 TEonモードの特性方程式

$$\begin{vmatrix} J_0(\kappa a)^* & J_0(\sigma a) & N_0(\sigma a) & 0 \\ 0 & J_0(\sigma b) & N_0(\sigma b) & K_0(r b) \\ \frac{J_1(\kappa a)^{**}}{\kappa a} & \frac{J_1(\sigma a)}{\sigma a} & \frac{N_1(\sigma a)}{\sigma a} & 0 \\ 0 & \frac{J_1(\sigma b)}{\sigma b} & \frac{N_1(\sigma b)}{\sigma b} & -\frac{K_1(r b)}{r b} \end{vmatrix} = 0$$

$$\text{or } * I_0(\kappa a), ** \frac{I_1(\kappa a)}{\kappa a}$$

(A.3.2.1)

$P_1, P_2, P_3, W$  は次式で与えられる。

$$P_1 = \frac{\beta \omega \mu_0}{4 \kappa^2} a^2 |A|^2 \left\{ J_1(\kappa a)^2 - J_0(\kappa a) J_2(\kappa a) \right\}$$

$$P_2 = \frac{\beta \omega \mu_0}{4 \sigma^2} X$$

$$P_3 = \frac{\beta \omega \mu_0}{4 r^2} b^2 |C|^2 \left\{ K_0(r b) K_2(r b) - K_1(r b)^2 \right\}$$

$$W = \frac{k_0^2 \omega \mu_0 \epsilon_2 \tan \delta_2}{4 \sigma^2} X$$

$$\begin{aligned} X = & b^2 \left\{ S J_1(\sigma b) + T N_1(\sigma b) \right\}^2 - a^2 \left\{ S J_1(\sigma a) + T N_1(\sigma a) \right\}^2 \\ & - b^2 \left\{ S J_0(\sigma b) + T N_0(\sigma b) \right\} \left\{ S J_2(\sigma b) + T N_2(\sigma b) \right\} \\ & + a^2 \left\{ S J_0(\sigma a) + T N_0(\sigma a) \right\} \left\{ S J_2(\sigma a) + T N_2(\sigma a) \right\} \end{aligned}$$

(A.3.2.2)

### A. 3.3.1 固有関数展開による解析

図 3.18 に示す Groove Guide について、 $|x| \leq \ell$  と  $|x| \geq \ell$  の 2 つの部分に分けて、各部の電磁界を固有関数で展開し境界面での連続条件から導波管の電磁界分布と固有値を求める手法は、文献<sup>[50]~[52]</sup>に報告されている。しかし文献では具体的な数値計算に当っては、固有関数の無限級数のうち第 1 項だけを採るというかなり大胆な近似を行っている。本論文で求めた固有値の精度を検討するにはこれでは不十分であり、改めて計算を行ったので、その概要を述べる。

簡単のため  $x$  軸に反対称な TE 波について示す。 $z$  方向磁界  $H_z$  は次式で与えられる。

$$|x| \leq \ell$$

$$H_z = \sum_{r=1,3,5,\dots} A_r \cos(\beta_r x) \cdot \sin\left(\frac{r \pi y}{b}\right)$$

(A.3.3.1)

$$|x| \geq \ell$$

$$H_z = \sum_{s=1,3,5,\dots} B_s \exp(-r_s |x|) \cdot \sin\left(\frac{s \pi y}{c}\right)$$

ここに  $A_r$ ,  $B_s$  は定数であり,  $\beta_r$ ,  $r_s$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} k^2 &= k_0^2 - \beta^2 = \left(\frac{r\pi}{b}\right)^2 + \beta_r^2 \\ &= \left(\frac{s\pi}{c}\right)^2 - r_s^2 \end{aligned} \quad (\text{A.3.3.2})$$

$k^2$  は固有値,  $k_0$  は自由空間波数,  $\beta$  は位相定数である。 $|x| = \ell$  において,  $H_z$  および  $\partial H_z / \partial x$  が連続であることから固有値方程式が求まる。

$$\det \left( \delta_{ij} - \sum_{p=1,3,5,\dots} C_{pi} D_{pj} \right) = 0 \quad (\text{A.3.3.3})$$

$\delta_{ij}$  はクロネッカの  $\delta$  であり,  $C_{pq}$ ,  $D_{pq}$  は次式となる。

$$\begin{aligned} C_{pq} &= - \frac{4p \cos \left(\frac{p\pi c}{2b}\right) \cdot \sin \left(\frac{q\pi}{2}\right)}{\pi b c \left\{ \left(\frac{p}{b}\right)^2 - \left(\frac{q}{c}\right)^2 \right\}} \\ D_{pq} &= - \frac{4pr_q \cos \beta_p \ell \cdot \cos \left(\frac{p\pi c}{2b}\right) \cdot \sin \left(\frac{q\pi}{2}\right)}{\pi \beta_p b^2 \sin \beta_p \ell \left\{ \left(\frac{p}{b}\right)^2 - \left(\frac{q}{c}\right)^2 \right\}} \end{aligned} \quad (\text{A.3.3.4})$$

したがって  $k^2$  を与えると (A.3.3.2) から  $\beta_r$ ,  $r_s$  が求まり, (A.3.3.4) から  $C_{pq}$ ,  $D_{pq}$  が定まるので (A.3.3.3) の行列式の値が計算でき, これが 0 になる  $k^2$  を求めればよいことになる。

数値計算を行う際に,  $r_s$  は常に実数であるが,  $\beta_r$  は  $r$  が大きくなると虚数になる。その時には  $\cos \beta_p \ell / (\beta_p \sin \beta_p \ell)$  を双曲線関数を用いて書き直してやれば, すべて実数行列の問題として取り扱うことができ都合である。

図 A.3.1 はこのような方法で計算した固有値を示す。 $b/c$ ,  $\ell/c$  の増加とともに固有値は小さくなっており妥当な結果である。また文献 [50] の結果とも比較的よく合っており,  $b/c$  が余り大きくならない限り, およその固有値は第 1 項だけをとって計算してもよいことが分かる。なおこの計算では  $10 \times 10$  の行列式を用いているが, この程度の次数をとれば精度は十分である。

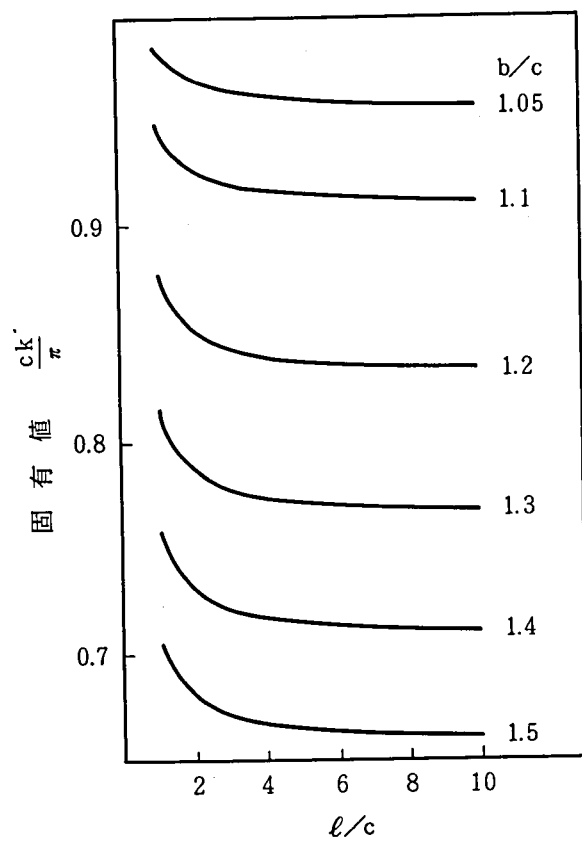


図 A.3.1 固有関数展開によって求めた固有値

## 文 献

著者の発表した論文

- (1) 山本, 冠, “W-40 G ミリメートル波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉の解析と設計”, 通研実報, 24, 7, p.1387 (1975-07)
- (2) 山本, “高次モード入力に対する方形導波管窓の性質”, 信学論 58-B, 6, p. 261 (昭 50-06)
- (3) 山本, “高次モード入力に対する方形導波管の窓のアドミタンス”, 信学会マイクロ波研資 MW 73-94 (1973-10)
- (4) 山本, “高次モード入力に対する方形導波管の窓の特性”, 昭 49 信学全大 949
- (5) K. Yamamoto, "Analysis and design of a millimeter-wave bandpass filter with a stopband in the specified higher frequencies," IEEE Trans. MTT-24, 11, p.837, Nov., 1976.
- (6) 山本, “帯域外特性を考慮した方形導波管形帯域通過フィルタの設計法”, 信学論 59-B, 1, p. 41 (昭 51-01)
- (7) 山本, 橋, “ミリ波導波管形バンドパスフィルタの帯域外特性”, 信学会マイクロ波研資 MW 73-93 (1973-10)
- (8) 山本, 中山, “高い帯域外周波数で阻止特性を持つ方形導波管形バンドパスフィルタ”, 信学会マイクロ波研資 MW 74-110 (1975-02)
- (9) 山本, 中山, 橋, “ミリ波低域通過フィルタの高次モード特性”, 信学会マイクロ波研資 MW 75-27 (1975-06)
- (10) 山本, 中山, 橋, “ミリ波方形導波管形低域通過フィルタの高次モード特性”, 昭 51 信学全大 689
- (11) 山本, 鳥山, 広谷, “ミリ波方形モード励振器およびモードフィルタ”, 信学会マイクロ波研資 MW 74-102 (1975-01)
- (12) 山本, 秦野, 鳥山, 広谷, 大井, “ミリ波方形モード励振器およびモードフィルタ”, 昭 49 信学全大 952
- (13) 冠, 加藤, 山本, 桧山, “ミリメートル波送受信レベルの測定方法”, 通研実報, 23, 11, p. 2475 (1974-11)

- (14) N. Kanmuri, H. Kato, K. Yamamoto and K. Hiyama, "Measuring methods of millimeter-wave levels," Review of ECL, 23, 7-8, p.888, July-Aug., 1975.
- (15) 山本, 冠, "W-40 G ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉の検討", 信学会通信方式研資 CS 73-70 (1973-09)
- (16) 冠, 山本, "W-40 G ミリ波導波管伝送方式におけるスプリアス干渉", 昭49 信学全大 976
- (17) 山本, 中山, 中村, "W-40 G 方式スプリアス干渉の総合試験結果", 昭50 信学全大 680
- (18) K. Yamamoto and N. Kanmuri, "Analysis and design of spurious interferences in W-40 G guided millimeter-wave transmission system," Review of ECL, 24, 11-12, p.997, Nov.-Dec., 1976.
- (19) 山本, "ミリ波気体線路の基本モード特性の解析と一実験", 信学論 62-B, 6, p. 503 (昭54-06)
- (20) 山本, "気体を用いた新しい誘電体線路の提案と実験", 信学会マイクロ波研資 MW 76-62 (1976-09)
- (21) 山本, "気体を用いた誘電体線路", 昭52 信学全大 640
- (22) K. Yamamoto, "A novel low-loss dielectric waveguide for millimeter and submillimeter wavelengths," IEEE Trans. MTT-28, 6, p.580, June 1980.
- (23) 加藤, 中山, 山本, "200 GHz 帯周波数通信器", 昭52 信学全大 646
- (24) 山本, "ミリ波サブミリ波用低損失誘電体線路の一構成法", 信学論 61-B, 7, p. 616 (昭53-07)
- (25) 山本, "気体封入誘電体線路", 信学会マイクロ波研資 MW 77-53 (1977-07)
- (26) 山本, "サブミリ波用気体線路の低損失動作の条計", 昭53 信学全大 669
- (27) K. Yamamoto, "Anomalous low-loss transmission in a gas-confined dielectric waveguide for millimeter and submillimeter wavelengths," IEEE Trans. MTT-29, 9, p.983, Sep., 1980.
- (28) 山本, 中山, "開放形導波管の計算機解析", 信学論 60-B, 7, p. 523 (昭52-07)

- (29) 山本, 中山, “開放形導波管線路の計算機解析”, 信学会マイクロ波研資 MW 76 - 40 (1976-07)
- (30) 山本, 中山, “開放形線路の計算機解析”, 昭 51 光・電波全大 176

著者以外の発表によるもの

- [1] R.E. Collin: "Field theory of guided waves", McGraw-Hill (1960).
- [2] L. Lewin: "Advanced theory of waveguides", Iliffe and Sons, Ltd. (1951).
- [3] N. Marcuvitz: "Waveguide Handbook", McGraw-Hill (1951).
- [4] 小口: “マイクロ波およびミリ波回路”, 丸善 (1964)
- [5] 宮内他: “W-40Gミリメートル波導波管伝送方式”, 通研実報, 23, 11, p.2201, 1974
- [6] 宮内他: “W-40Gミリメートル波導波管伝送方式”, 信学誌, 58, 12, p. 1301, 1975
- [7] 関 他: “W-40G方式用ミリメートル波送受信装置”, 通研実報, 23, 11, p. 2273, 1974
- [8] J.C. Palais: "A complete solution of the inductive iris with TE<sub>ko</sub> incidence in rectangular waveguide", IEEE Trans., MTT-15, p.156 (Mar. 1967).
- [9] G.L. Matthaei et al.: "Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures", McGraw-Hill (1964).
- [10] 中神他: “ミリ波方形導波管帯域通過フィルタ”, 信学論(B), vol. 55-B., no. 12, p. 699 (Dec. 1972)
- [11] 鈴木他: “ミリ波コルゲート型フィルタ”, 昭 48 信学全大 644
- [12] 北爪他: “ミリ波ワッフルアイアン低減ろ波器”, 昭 48 信学全大 636
- [13] S.B. Cohn: "Analysis of a wide-band waveguide filter", Proc. IRE, Vol. 37, p.651 (June 1949).



- [14] S.B. Cohn: "Design relations for the wide-band waveguide filter",  
Proc. IRE, Vol. 38, p.799, (July 1950).
- [15] S.E. Miller et al.: "Low-loss waveguide transmission", Proc.  
IRE, vol. 41, p.348 (March 1953).
- [16] C.G. Montgomery et al.: "Principles of microwave circuits",  
MIT Rad. Lab. (1948).
- [17] D.A. Lanciani, "H<sub>01</sub> mode circular waveguide components", IRE  
Trans. MTT-2, p.45 (July 1954).
- [18] 小口他, "中心励振型 TE<sub>10</sub><sup>□</sup>-TE<sub>01</sub><sup>○</sup>モード変換器", 通研実報, 7, 10, p.827,  
1958
- [19] S.E. Miller, "Coupled wave theory and waveguide applications",  
BSTJ, 33, 3, p.661 (May 1954).
- [20] H.G. Unger, "Mode conversion in metallic and helix waveguide",  
BSTJ, 40, 2, p.613 (Feb. 1961).
- [21] 稲田他, "円弧多角形 TE<sub>on</sub> モードフィルタ", 信学論 (B), vol.57-B, no. 6,  
p. 391 (1974)
- [22] 橋本, "ミリ波通信用円形導波管 TE<sub>on</sub> モードフィルタ", 信学論 (B), vol. 57-B,  
no. 1, p. 37 (1974)
- [23] 大友他, "W-40 G ミリメートル波 分波装置", 通研実報, 23, 11, p.2317  
(昭49-11)
- [24] V.K. Prabhu: "Error rate considerations for coherent phase-  
shift keyed systems with co-channel interference", BSTJ, 48, 3,  
p.743, 1969.
- [25] A.S. Rosenbaum: "PSK error performance with Gaussian noise  
and interference", BSTJ, 48, 2, p. 413, 1969.
- [26] T.A. Abele et al.: "A high-capacity digital communication  
system using TE<sub>01</sub> transmission in circular waveguide", IEEE  
Trans. MTT-23, p.326 (April 1975).
- [27] C.A. May: "Millimetric waveguide system research and develop-  
ment in the UK", IEE Int. Conf. on Millimetric Waveguide Systems,  
p.22 (Nov. 1976).

- [28] W.M. Elsasser: "Attenuation in a dielectric circular rod", J. Appl. Phys., 20, p.1193 (Dec. 1949).
- [29] C.H. Chandler: "An investigation of dielectric rod as wave guide", J. Appl. Phys., 20, p.1189 (Dec. 1949).
- [30] G.W. Chantry: "Submillimetre spectroscopy", Academic Press (1971).
- [31] W.D. Hersberger: "The absorption of microwaves by gases", J. Appl. Phys., 17, p.495 (June 1946).
- [32] 杉 他 : "薄膜誘電体表面波伝送線路", 信学誌, 42, 8, p.731 (昭34-08)
- [33] 中原 : "O形薄膜誘電体伝送線路", 信学誌, 44, 4, p.514 (昭36-04)
- [34] S. Sugi et al.: "O-guide and X-guide: An advanced surface wave transmission concept", IRE Trans. MTT-7, p.366 (July 1959).
- [35] D.W. Berreman: "A lens or light guide using convectively distorted thermal gradients in gases", BSTJ, 43, p.1469 (July 1964).
- [36] A.C. Beck: "An experimental gas lens optical transmission line", IEEE Trans. MTT-15, p.433 (July 1967).
- [37] E.A.J. Marcatili: "Light transmission in a multiple dielectric (gaseous and solid) guide", BSTJ, 46, p.97 (Jan., 1966).
- [38] E.G. Neumann et al.: "Radiation from bends in dielectric rod transmission lines", IEEE Trans. MTT-23, p.142 (Jan. 1975).
- [39] E.A.J. Marcatili: "Bends in optical dielectric guides", BSTJ, 48, p.2103 (Sep., 1969).
- [40] V.V. Shevchenko: "Radiation losses in bent waveguides for surface waves", Izv. Vyssh. Ucheb. Zaved. Radiofiz. 14, p.768, 1971.
- [41] M.A. Miller et al.: "Electromagnetic surface wave guided by a boundary with small curvature", Zh. Tekh. Fiz., 26, p.2665, 1956.
- [42] J.R. Wait: "On the excitation of electromagnetic waves on a curved surface", IRE Trans. AP-8, p.445 (July 1960).
- [43] D. Marcuse: "Light transmission optics", Van Nostrand Reinhold, 1972.

- [44] S. Kawakami et al.: "Bending losses of dielectric slab optical waveguide with double or multiple claddings: Theory", Appl. Opt. 14, p.2588 (Nov., 1975).
- [45] S. Kawakami et al.: "Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding", IEEE J. QE-10, p.879, (Dec., 1974).
- [46] R.M. Bulley et al.: "Computation of approximate polynomial solutions to TE modes in an arbitrarily shaped waveguide", IEEE Trans. MTT-17, p.440 (Aug., 1969).
- [47] D.T. Thomas: "Functional approximations for solving boundary value problems by computer", IEEE Trans. MTT-18, p.447 (Aug., 1969).
- [48] F.L. Ng: "Tabulation of methods for the numerical solution of the hollow waveguide problem", IEEE Trans. MTT-23, p.322 (March, 1974).
- [49] J.B. Davies et al.: "Review of methods for numerical solution of the hollow-waveguide problem", Proc. IEE, vol. 119, No.1, p.33 (Jan., 1972).
- [50] 富田ほか : "溝付ガイドとその応用", 住友電気, 86, p.99 (昭39-10)
- [51] T. Nakahara et al.: "Transmission modes in the grooved guide", Sumitomo Elec. Tech. Rev., 5, p.65, (Jan. 1965).
- [52] 中原他 : "溝付ガイドの伝送姿態", 信学誌, 47, 7, p.1029 (昭39-07)
- [53] F.J. Tischer: "The groove guide, a low-loss waveguide for millimeter waves", IEEE Trans. MTT, p.291 (Sep., 1963).
- [54] 黒川 : "マイクロ波回路入門", 丸善 (1963)
- [55] R. Courant et al.: "Methoden der mathematischen physik", Springer (1931).
- [56] R.W. Weast: "CRC handbook of chemistry and physics", CRC Press, Inc., E-58 and E-59, 1977-1978.
- [57] J.E. Walter et al.: "Absorption of microwaves by gases II", J. Appl. Phys., 17, p.814 (1946).
- [58] G. Birnbaum et al.: "Collision induced absorption in gaseous CH<sub>4</sub> and CD<sub>4</sub> in the far infrared region", Phys. Lett., 27A, p.272 (July, 1968).